

Spektroskopische Untersuchungen nach
quasielastischen Stößen im System
 $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie
von 17 MeV pro Nukleon

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

von
Thomas Happ
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 1988



Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main

Dekan : Prof. Dr. Klein

Erster Berichterstatter : Prof. Dr. Th. W. Elze

Zweiter Berichterstatter : Prof. Dr. W. Henning

Tag der Promotion : 21.12.1988



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41550827_0001

**Spektroskopische Untersuchungen nach
quasielastischen Stößen im System
 $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie
von 17 MeV pro Nukleon**

Inaugural-Dissertation

zur

Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

von

Thomas Happ
aus Frankfurt am Main

Frankfurt am Main 1988

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe Universität Frankfurt am Main

Dekan : Prof. Dr. Klein

Erster Berichterstatter : Prof. Dr. Th. W. Elze

Zweiter Berichterstatter : Prof. Dr. W. Henning

Tag der Promotion : 21.12.1988

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Allgemeine Überlegungen zur Spektroskopie nach quasi-elastischen Stößen bei hohen Einschußenergien	5
2.1	Coulombanregung bei hohen Einschußenergien	5
2.2	Der γ -Zerfall nach Coulombanregung	12
2.3	Physikalische Aspekte bezüglich der elektromagnetischen Anregung bei hohen Einschußenergien.	14
2.4	Schwierigkeiten bei der Spektroskopie nach quasielastischen Stößen	21
3	Experiment	25
3.1	Wahl des Stoßsystems	25
3.2	Experimenteller Aufbau	27
3.3	Elektronik und Datenaufnahme	36
4	Reduktion und Analyse der Daten	41
4.1	Die Teilchendetektoren und die Selektion quasielastischer Prozesse	41
4.2	Der Neutronen-Veto-Zähler	49
4.3	Die Germanium-Detektoren mit Compton-Unterdrückung	54
4.4	Die Neutronen-Flugzeit-Detektoren	77
4.5	Die BaF ₂ -Detektoren	85
5	Vergleich mit theoretischen Rechnungen und Diskussion der Ergebnisse	89
5.1	Die Anregung im ²³² Th	89
5.1.1	Die Grundzustandsrotationsbande	89
5.1.2	Die Vibrationsbanden	94

5.2	Die Anregung im ^{208}Pb	98
5.3	Grazing-Kollisionen	105
5.4	Ausblick auf zukünftige Experimente	110

6	Zusammenfassung	112
----------	----------------------------------	------------

1 Einleitung

Die vorliegende Arbeit soll die Durchführbarkeit von hochauflösenden γ - und neutronenspektroskopischen Methoden nach peripheren Schwerionenstößen bei Einschußenergien weit oberhalb der Coulombbarriere demonstrieren.

In den vergangenen Jahren wurde eine Vielzahl von Coulombanregungsexperimenten zur spektroskopischen Untersuchung kollektiver Kerneigenschaften durchgeführt (siehe z.B. [Elz85]). Die große Zahl eingehender Studien demonstriert den Erfolg dieser Art von Experimenten bei der Untersuchung der Struktur der Atomkerne, wobei durch den speziellen Anregungsmechanismus eine hohe Sensitivität auf die kollektiven Eigenschaften gegeben ist. Der wesentliche Vorteil dieser Methode besteht in der genauen Kenntnis der elektromagnetischen Wechselwirkung. Dadurch ergibt sich eine weitgehend eindeutige Interpretation der beobachteten experimentellen Größen und der darauf bezogenen Aussagen. Die Anwendung der semiklassischen Coulombanregungstheorie [Ald66,Ald75] hat zur Folge, daß zur Ausschließung der starken Wechselwirkung meist eine Einschußenergie unterhalb der Coulombbarriere gewählt wurde. Diese als "sicher" bezeichnete Einschußenergie [Boe68,Nee82] gewährleistet über den gesamten Winkelbereich der am Streuprozeß beteiligten Teilchen die Eindeutigkeit der zur Anregung beitragenden Wechselwirkung.

Die experimentellen Methoden, die hierbei verwendet wurden, umfassen einen weiten Bereich unterschiedlichster Verfahren. Neben der Teilchenspektroskopie bestand eine Klasse von Experimenten in der γ -spektroskopischen Untersuchung der Zerfallskanäle nach Coulombanregung [Sch72]. Der γ -Nachweis ermöglichte unter anderem die Bestimmung der Übergangsenergien, der elektromagnetischen Übergangsraten, der γ -Winkelverteilungen, der Polarisierung und darüber die Multipolmischungsverhältnisse, Spins und Paritäten der beobachteten Übergänge bzw. Zustände durch Teilchen- γ - und γ - γ -Koinzidenzmessungen. Dadurch kann die Kollektivität der Zustände mit den Aussagen und Vorstellungen kollektiver Kernmodelle wie Starrer Rotator, Rotations-Vibrationsmodell, Unified Model, Interacting Boson Model und anderen Theorien verglichen und getestet werden [Boh75,Eis70,Ari76,Ari78].

Durch die Bereitstellung großer Beschleunigungsanlagen wie z.B. dem UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt (GSI) ergab sich die Möglichkeit zur Beschleunigung sehr schwerer Projektile bis zu Ener-

gien von 20 MeV pro Nukleon und darüber hinaus. Die hohen Ladungszahlen bewirken, bezogen auf die Coulombanregung, große Übergangsraten und führen dadurch zur multiplen Anregung von Zuständen mit hohen Drehimpulsen. Dies führte zur Untersuchung von Hochspinzuständen und Hochspinphänomenen [Str80,Joh82]. Eine der Folgen war die Entdeckung und Untersuchung einer Reihe interessanter Phänomene wie z.B. Backbending (siehe [Str80,Joh82]). Ein Großteil der Studien erstreckte sich über einen weiten Abschnitt mittelschwerer und schwerer Massen. Insbesondere jedoch wurden diese im Bereich starker Deformationen wie den Lanthaniden und Aktiniden durchgeführt.

Bei Erhöhung der Einschußenergie zu Werten oberhalb der Coulombbarriere und der damit verbundenen Durchdringung der beiden Kernoberflächen öffnet sich durch den Einfluß der nuklearen Wechselwirkung eine Reihe weiterer, unterschiedlichster Reaktionskanäle. Experimente bei hohen Projektilgeschwindigkeiten in schweren Systemen umfassen damit einen weiten Bereich von verschiedenen Stoßparametern, die mit unterschiedlichen Reaktionstypen assoziiert sind. Bisherige Untersuchungen im Bereich dieser Einschußenergien bezogen sich zumeist auf das Studium der Reaktionskanäle bzw. die Analyse der Reaktionsdynamik.

Bei hohen Projektilenergien findet für einen Teil der Stoßprozesse, nämlich für große Stoßparameter, kein oder ein nur geringer Kontakt der beiden Kerne statt. Damit verbunden ist ein nur geringer Austausch an Energie und Masse. Da nur ein unwesentlicher Anteil aus der kinetischen Energie beider am Stoßprozeß beteiligten Teilchen entzogen wird, entspricht hierbei die Kinetik in etwa der elastischen Streuung. Aus diesem Grund bezeichnet man diese Klasse von Reaktionen als quasielastische Prozesse. Spektroskopische Untersuchungen, die sich auf diesen Teilbereich der auftretenden Reaktionen beziehen, setzen demzufolge eine Selektion des Stoßparameters voraus. Ausgehend von sehr großen Kernabständen bis zum Bereich streifender Stöße stellt das Coulombfeld die dominante Wechselwirkung dar. Im Unterschied zu den oben erwähnten Coulombanregungsexperimenten ergeben sich bei hohen Einschußenergien für diesen Teil der Prozesse eine Reihe interessanter Aspekte in Bezug auf die elektromagnetische Anregung von Zuständen.

Durch die verminderte Wechselwirkungsdauer sind im Fourierspektrum des Wechselwirkungsfeldes höhere Frequenzen mit ausreichender Amplitude vorhanden. Dadurch steigt die maximale übertragbare Anregungsenergie mit

wachsender Projektilgeschwindigkeit. Dies läßt die Untersuchung sehr hoch-energetischer kollektiver Zustände zu. Auf der anderen Seite bewirkt die kürzere Wechselwirkungszeit, daß stark multiple Anregungen, wie sie z.B. zur Beobachtung von Hochspinphänomenen führen, herabgesetzt werden. Damit ist die Möglichkeit zur Untersuchung von hochenergetischen kollektiven Zuständen, die bisher gar nicht, nur schwach oder nur über andere Anregungsmechanismen bevölkert werden konnten, gegeben. Ein Beispiel hierfür sind die 2-Phononzustände von Vibrationsmoden wie der γ -, β - oder Oktupolvibration in schweren Kernen [Boh75].

Extrem hohe Einschußenergien (≥ 200 MeV/u) sollten schließlich auch zur elektromagnetischen Anregung von Riesenresonanzen [Eml87, Ber81] führen. Der spezielle Anregungsmechanismus bietet eine Möglichkeit zur "kalten" Bevölkering dieser Zustände. Das Studium der Zerfallskanäle sowie die Kopplung der Riesenresonanzen an andere kollektive Freiheitsgrade ist von besonderem Interesse. Setzt man die gemachten Überlegungen zur Untersuchung elektromagnetischer Anregungen bis hin zu relativistischen Schwerionenstößen, wie sie am SIS-Beschleuniger der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt gegeben sein werden, fort, so führt dies unter anderem zu so interessanten Untersuchungsmöglichkeiten, wie der Multiphononanregung von Riesenresonanzen oder der resonanten und kohärenten Streuung am Ionengitter [Cla87, Eml87].

Zur Untersuchung der Übertragbarkeit γ -spektroskopischer Methoden bei der Coulombanregung kollektiver Kernzustände - und dies bei sehr hohen Einschußenergien - wurde bei der GSI in Darmstadt ein Teilchen-Teilchen- γ - und Teilchen-Teilchen-Neutron Koinzidenzexperiment durchgeführt. Als System wurde $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u gewählt. Der Vorteil liegt hierbei darin, daß dieses System bereits ausführlich in Coulombanregungsexperimenten mit γ -spektroskopischen Methoden untersucht wurde [Ger82, Ger83, Owe80, Owe82]. Daneben wurden äquivalente Systeme in Experimenten untersucht, deren Einschußenergie leicht oberhalb der Coulombbarriere ($E_c/A = 5.9$ MeV) lag und die sich mit der Analyse des Wenig-Nuleonen-Transfers zwischen sehr schweren Kollisionspartnern befassen [Eck87, Boe85, Ger87].

Ein weiterer wichtiger Gesichtspunkt war, daß gleichzeitig die Anregungsmechanismen in dem sphärischen, doppelmagischen Kern ^{208}Pb und in dem stark deformierten Kern ^{232}Th untersucht werden können.

Die Durchführung dieser Klasse von Experimenten, wie sie in dieser Arbeit beschrieben werden, ist in Bezug auf die verwendete Methodik mit einer Reihe von sehr großen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Bei einer Einschußenergie von 17 MeV/u beträgt der Reaktionswirkungsquerschnitt für dieses schwere System bereits 70% des geometrischen Wirkungsquerschnitts. Zusätzlich ist der Bereich der dissipativen Reaktionen aufgrund des hohen Massen- und Energietransfers mit sehr hohen γ -Multiplizitäten verbunden. Beides zusammen bewirkt einen sehr hohen Untergrund in den γ - und Neutronenspektren. Aus diesem Grund ist eine Selektion der zu untersuchenden Prozesse notwendig. Spektroskopische Untersuchungen nach quasielastischen Stößen setzen somit eine gute experimentelle Selektion des Stoßparameters voraus.

In Kapitel 3 dieser Arbeit ist der hierzu verwendete experimentelle Aufbau dargestellt. Die weiteren Abschnitte befassen sich mit der Analyse der Daten (Kapitel 4) und deren Vergleich mit theoretischen Rechnungen sowie der Diskussion der Ergebnisse (Kapitel 5). Zu Beginn sollen jedoch noch einmal prinzipielle Überlegungen zur Durchführung dieser Art von Experimenten dargestellt werden (Kapitel 2).

2 Allgemeine Überlegungen zur Spektroskopie nach quasielastischen Stößen bei hohen Einschußenergien

2.1 Coulombanregung bei hohen Einschußenergien

Experimente bei Einschußenergien oberhalb der Coulombbarriere sind durch eine Vielzahl verschiedener Reaktionstypen gekennzeichnet. Diese sind durch unterschiedliche Stoßparameter klassifiziert. Mit kleiner werdendem Abstand durchdringen sich die beiden Kernoberflächen, und es kommt zur Entfaltung verschiedener Anregungs- und Reaktionskanäle. In dieser Arbeit sollen die spektroskopischen Möglichkeiten bei einem Teilbereich, den quasielastischen Prozessen, untersucht werden.

Quasielastisch bedeutet hierbei, daß nur ein im Verhältnis geringer Anteil an Energie der Bahnbewegung der am Stoßprozeß beteiligten Teilchen entzogen wird. Dies ist vor allem für Reaktionen der Fall, in denen kein oder nur geringer Kontakt der beiden Kerne stattfindet. Im Bereich dieser Prozesse ist somit - zumindest bei Schwerionenreaktionen - die Coulombwechselwirkung in erster Linie für die Anregung von Zuständen verantwortlich. Betrachtet man sich den zeitlichen Verlauf eines Stoßprozesses, so ist, bedingt durch die kurze Reichweite der Starken Wechselwirkung, das Coulombfeld für einen zeitlich großen Bereich die dominante Wechselwirkung zwischen Projektil und Target. Aus diesem Grund und zur späteren Diskussion der Ergebnisse soll in diesem Kapitel ein kurzer Einblick in die Theorie der semiklassischen Coulombanregung gegeben werden. Detaillierte und ausführliche Darstellungen finden sich in einer Vielzahl von Veröffentlichungen [Ald66,Ald75]. Diese theoretische Beschreibung bildet eine ausreichende Grundlage bei der Diskussion der Ergebnisse einer großen Anzahl von Coulombanregungsexperimenten.

Der Vorteil bei der Anregung über das Coulombfeld liegt in der genauen Kenntnis der elektromagnetischen Wechselwirkung. Daraus lassen sich genaue Aussagen über die elektromagnetischen Eigenschaften wie Übergangswahrscheinlichkeiten, Momente, Ladungsverteilung, Lebensdauern und die Wellenfunktion kollektiver Zustände ableiten. Semiklassisch bedeutet, daß das Projektil und dessen Bahn klassisch behandelt wird, d.h. sie wird als eine Ruther-



fordtrajektorie angesehen. Die Kernniveaus und der Anregungsprozeß werden quantenmechanisch betrachtet.

Eine Aussage über die Gültigkeit dieser Annahmen ist durch den Sommerfeldparameter η gegeben. Er ist definiert als das Verhältnis der typischen Dimension des Streuprozesses zur De Broglie-Wellenlänge λ des Projektils. Als Maß für die Bahndimension wird der Abstand dichtester Annäherung bei einem zentralen Stoß d verwendet. Der Sommerfeldparameter ist somit

$$\eta = \frac{d}{2\lambda} \quad ,$$

welcher zur Erfüllung der semiklassischen Voraussetzungen groß gegen Eins sein muß. η kann auch geschrieben werden als:

$$\eta = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v_\infty} \quad . \quad (1)$$

Z_1 und Z_2 sind hierbei die Ladung von Projektil und Target und v_∞ die Geschwindigkeit des Projektils in großer Entfernung. Für das vorliegende System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u ergibt sich ein Wert von $\eta = 285$. Die semiklassische Näherung stellt damit einen ausreichenden Ansatz dar.

Der Stoßprozeß für die Coulombanregung wird durch die zeitabhängige Schrödingergleichung beschrieben.

$$H\Psi = -i\hbar \frac{d\Psi}{dt} \quad (2)$$

In einem störungstheoretischen Ansatz wird die Wechselwirkung als zeitabhängige Störung des stationären Problems betrachtet.

$$H = H_0 + H_E(t) \quad \text{mit} \quad H_0\varphi = E\varphi \quad (3)$$

Der Hamiltonoperator für die Coulombwechselwirkung ergibt sich durch Entwicklung nach Multipolen zu

$$H_E(t) = 4\pi Z_1 e \sum_{\lambda=1}^{\infty} \sum_{\mu=-\lambda}^{+\lambda} \frac{1}{2\lambda+1} r^{-(\lambda+1)} Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi) M^*(E\lambda, \mu). \quad (4)$$

$Y_{\lambda,\mu}(\theta, \varphi)$ bezeichnen die Kugelflächenfunktionen und $M(E\lambda, \mu)$ ist der Multipoloperator der Multipolordnung λ . Der magnetische Anteil zur Anregung kann selbst bei den vorliegenden Geschwindigkeiten von $v/c \approx 0.2$ vernachlässigt werden. Durch Einsetzen und Entwicklung der Wellenfunktion nach Wellenfunktionen des ungestörten Systems ergibt sich für die Wahrscheinlichkeitsamplituden ein gekoppeltes lineares Differentialgleichungssystem.

$$\frac{d}{dt}a_k(t) = \sum_{\lambda,\mu,n} a_n \langle I_k M_k | \hat{M}(E\lambda, \mu) | I_n M_n \rangle S_{E\lambda,\mu}(\omega) \quad (5)$$

Die Funktion $S_{E\lambda,\mu}(\omega)$ enthält hierbei alle die Bahnbewegung betreffenden Größen.

$$S_{E\lambda,\mu}(\omega) = \int_{-\infty}^{+\infty} Y_{\lambda,\mu}(\theta(t), \varphi(t)) r^{-(\lambda+1)}(t) e^{it\omega} dt \quad (6)$$

Die Amplituden a_k des Zustandes k ergeben sich somit durch zeitliche Integration über die Summe der Wahrscheinlichkeitsamplituden a_n aller Zustände und der Übergangsmatrixelemente. Die letztgenannten lassen sich mit Hilfe des Wigner-Eckart Theorems durch reduzierte Matrixelemente ausdrücken.

$$\langle I_k M_k | \hat{M}(E\lambda, \mu) | I_n M_n \rangle = (-1)^{I_k - m_k} \begin{pmatrix} I_n & \lambda & I_k \\ m_n & -\mu & m_k \end{pmatrix} \cdot \langle I_k || \hat{M}(E\lambda) || I_n \rangle \quad (7)$$

$\begin{pmatrix} I_n & \lambda & I_k \\ m_n & -\mu & m_k \end{pmatrix}$ ist hierbei das Wignersche 3j-Symbol. Entsprechend den reduzierten Matrixelementen wird die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit eingeführt als

$$B(E\lambda, I_n \rightarrow I_k) = \frac{1}{2I_n + 1} \langle I_k || \hat{M}(E\lambda) || I_n \rangle^2. \quad (8)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt zur Anregung des Zustandes k bei einem gegebenen Streuwinkel ist dann gerade

$$\frac{d\sigma_k}{d\Omega} = \frac{1}{2I_n + 1} \sum_{m_n, m_k} |a_{I_k, m_k}|^2 \frac{d\sigma_{Ruth.}}{d\Omega} \quad (9)$$

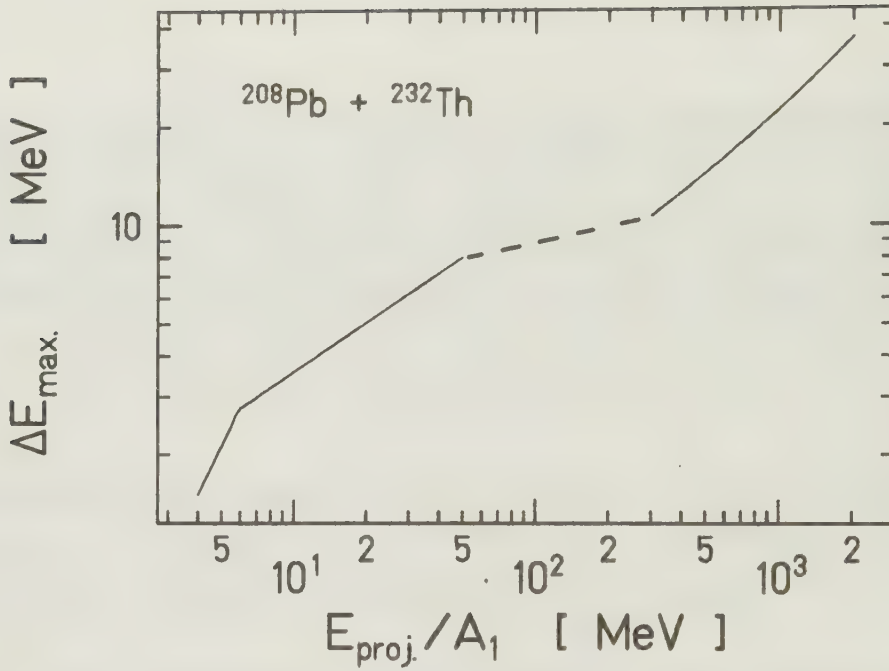


Abbildung 1: Maximale Anregungsenergie für Einstufenprozesse nach Coulombanregung im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ in Abhängigkeit der Einschußenergie (siehe Text).

I und m sind Spin- und m-Quantenzahl der Zustände, und $\frac{d\sigma_{\text{Ruth.}}}{d\Omega}$ ist der differentielle Rutherfordwirkungsquerschnitt.

Zur weiteren Diskussion ist es notwendig, zwei Abschätzungen durchzuführen. Die erste betrifft die maximale Anregungsenergie für Einstufenprozesse bei Coulombanregung. Ein Maß hierfür ist über den Adiabasieparameter ξ gegeben. Er ist definiert als das Verhältnis der nuklearen Frequenz $\omega = \frac{\Delta E}{\hbar}$ zur Stoßfrequenz [Ald66].

$$\xi = \omega\tau = \frac{\Delta E/\hbar}{2v/D(\theta)} \quad (10)$$

$$\text{mit} \quad \tau = \frac{D(\theta)}{2v} = \frac{a}{2v} \left(1 + \frac{1}{\sin(\theta/2)} \right)$$

Die Wechselwirkungsdauer τ wird hierbei über den Abstand dichtester Annäherung $D(\theta)$ beim Streuwinkel θ abgeschätzt.

Die Wechselwirkungszeit bei einem zentralen Stoß ist in der Größenordnung a/v , wobei v die Geschwindigkeit und a der halbe Abstand dichtester Annäherung im Zentralstoß ist. Dadurch ist die maximale Frequenz im Fourierspektrum des Wechselfeldes limitiert durch v/a und wird als Stoßfrequenz bezeichnet. Für $\xi \ll 1$ enthält das Wechselwirkungsfeld ausreichende Amplituden bei der Frequenz ω . Bei $\xi = 1$ bedingt der exponentielle Abfall in (6) ein Verschwinden der Übergangswahrscheinlichkeit, d.h. der Prozeß verläuft für größere Werte von ξ adiabatisch. Aus diesem Grund spricht man hierbei vom adiabatischen Cut-Off. Dadurch ergibt sich eine Abschätzung für die maximal übertragene Anregungsenergie in Abhängigkeit der Einschußenergie.

$$\Delta E = 9.14 \sqrt{\frac{E_{proj.}}{A_1}} \frac{1}{D(\theta)/2} \quad (\text{MeV}) \quad (11)$$

$$\Delta E = 9.14 \sqrt{\frac{E_{proj.}}{A_1}} \cdot \frac{1}{R_c/2} \quad \text{für } \theta = \theta_{gr.}$$

$$\Delta E = 9.14 \sqrt{\frac{E_{proj.}}{A_1}} \cdot \frac{1}{a} \quad \text{für } \theta = \pi$$

$$\begin{aligned} &\text{mit } \Delta E = E_f - E_i \quad \text{und} \\ a &= \frac{Z_1 Z_2 e^2}{m_0 v^2} = 0.72 Z_1 Z_2 (1 + \frac{A_1}{A_2}) \frac{1}{E_{proj.}} \quad (fm) \end{aligned}$$

A und Z sind hierbei Masse und Ladung von Projektil und Target und ΔE ist die Anregungsenergie zwischen den Zuständen i und f in MeV. R_c ist der in Gleichung (25) definierte Wechselwirkungsradius in fm.

Bei relativistischen Einschußenergien ist es sinnvoll, eine äquivalente Betrachtung in relativistischer Form vorzunehmen. Diese ist dann gegeben nach [Win79] durch

$$\Delta E = 197.3 \cdot \frac{\beta \gamma}{b} \quad [MeV] \quad (12)$$

mit $\beta = \frac{v}{c}$, γ als relativistischer Faktor aus den Lorentztransformationen und b als Stoßparameter in fm.

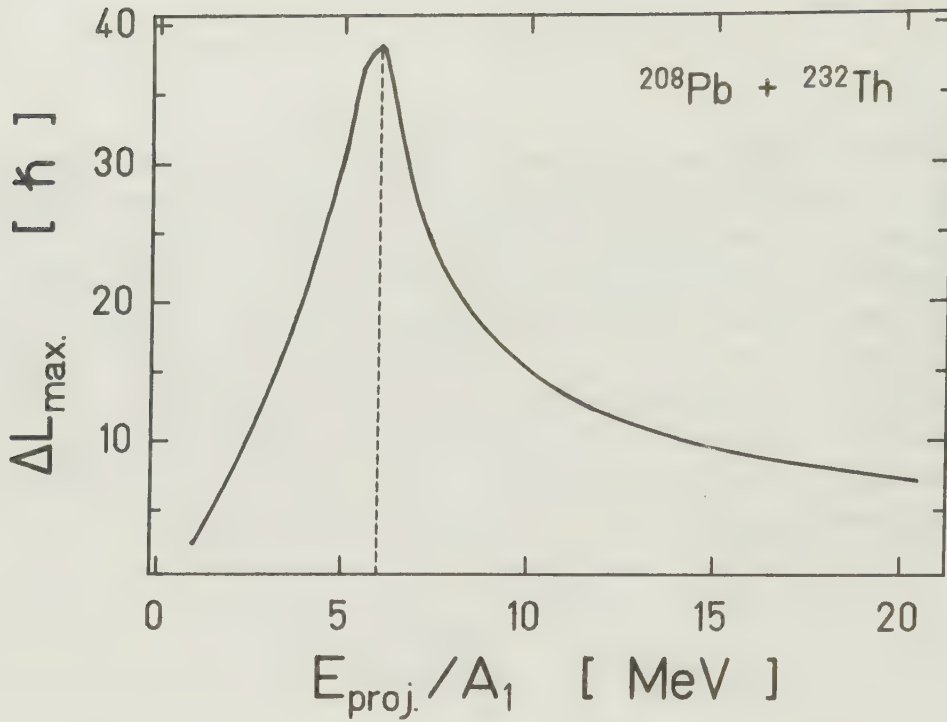


Abbildung 2: Maximaler übertragener Drehimpuls für multiple Coulombanregung in Abhängigkeit der Einschußenergie im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$. Die Rechnung erfolgte bei $E \leq E_{\text{cou.}}$ für zentrale Stöße und bei $E \geq E_{\text{cou.}}$ für $\theta = \theta_{\text{gr.}}$.

Abbildung 1 zeigt diese Abschätzungen über einen weiten Bereich von Einschußenergien. In dieser Betrachtung wurde für Energien bis zur Coulombbarriere der minimale Abstand bei zentralen Stößen, bei höheren Energien die Summe der beiden nuklearen Radien als minimaler Abstand benutzt, d.h. es wurde ein streifender Stoß angenommen. Die Abschätzung für Energien $E/A \geq 100$ MeV erfolgte nach Gleichung (12). Wie man sieht, steigt die maximale Anregungsenergie für Einstufenprozesse mit der Projektilgeschwindigkeit an. Für Experimente an der Coulombbarriere bleibt $\Delta E_{\text{max}} < 2$ MeV, beträgt bei 17 MeV/u ca. 5 MeV und erreicht Werte von 30 MeV bei zukünftig am SIS in Darmstadt [SIS88] zur Verfügung stehenden Energien von ca. 1 GeV/u. Damit ist ein wesentlicher Unterschied der Spektroskopie bei hohen Einschußenergien zu bisherigen Coulombanregungsexperimenten herausgestellt.

Die semiklassische Coulombanregungstheorie eignet sich insbesondere sehr gut zur Beschreibung von Mehrstufenprozessen. Es soll hier eine Approxima-

tion für den maximal übertragenen Drehimpuls über Vielfachanregung gegeben werden. Nach Alder et al. ist dieser im Rahmen klassischer Betrachtungen gegeben durch [Ald75]

$$\Delta L_{max} = \frac{2}{3} J_{20}(\theta_{cm}) q \quad (13)$$

mit
$$q = 7.62 \frac{\sqrt{A_1} Q_0}{(1 + \frac{A_1}{A_2})^2 Z_1 Z_2^2} E_{proj.}^{\frac{3}{2}}.$$

Q_0 ist hierbei das statische Quadrupolmoment. Die Funktion J_{20} kann durch den folgenden Ausdruck angenähert werden.

$$J_{20}(\theta) = \frac{2}{3} (1 - \cos \theta)$$

Es ist auch hier sinnvoll, den maximalen Drehimpulsübertrag bei Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere für zentrale Stöße und bei höheren Energien am Grazingwinkel zu betrachten.

Abbildung 2 zeigt diesen Zusammenhang für das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$. Der maximal übertragene Drehimpuls nimmt zunächst entsprechend Gleichung (13) für zentrale Stöße zu, bei Strahlenergien oberhalb der Barriere wieder ab. Letzteres ist ein Ausdruck dafür, daß bei den hier angenommenen streifenden Stößen die Wechselwirkungszeit für die multiple Anregung abfällt [Row75].

2.2 Der γ -Zerfall nach Coulombanregung

Da das hier beschriebene Experiment sich in erster Linie auf die Untersuchung mittels γ -spektroskopischer Methoden stützt, sei an dieser Stelle ein kurzer Einblick in prinzipielle Aspekte des γ -Zerfalls nach Coulombanregung gegeben.

Nach der elektromagnetischen Anregung ergibt sich eine Wahrscheinlichkeitsverteilung für den Aufenthalt in den einzelnen Kernniveaus. Befindet sich die Anregungsenergie unterhalb der Bindungsenergie für die Teilchenemission, so zerfallen die Zustände unter Aussenden von γ -Strahlung und innerer Konversion sukzessive oder direkt in den Grundzustand des Atomkerns. Für die Beobachtung eines bestimmten Überganges $N \rightarrow M$ in Koinzidenz mit einem Streuprozeß unter dem Projektilstreuwinkel Ω_p ergibt sich der nach [Ald66] doppelt-differentielle Wirkungsquerschnitt zu

$$Y(N \rightarrow M) = \frac{d^2\sigma}{d\Omega_p d\Omega_\gamma} = \frac{d\sigma_{Ruth.}}{d\Omega_p}(\theta_p) \frac{dW_{N \rightarrow M}}{d\Omega_\gamma}(\theta_\gamma, \phi_\gamma). \quad (14)$$

Dieser bezieht sich auf die Streuung unter dem Raumwinkelement Ω_p und der γ -Emission in das Raumwinkelement Ω_γ .

$\frac{dW}{d\Omega_\gamma}(N \rightarrow M)$ kennzeichnet die Winkelverteilung des Übergangs. Diese ist gegeben durch den Ausdruck [Ald66, Sie68]

$$\frac{dW(N \rightarrow M)}{d\Omega_\gamma} = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} \sum_{k=0,2,4} \sum_{-k \leq \kappa \leq k} Q_k G_k(N) F_k(I_M, I_N) A_{k\kappa}(N) Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \phi_\gamma). \quad (15)$$

Die Form der Winkelverteilung ist bestimmt über die sphärischen Kugelflächenfunktionen $Y_{k\kappa}(\theta_\gamma, \phi_\gamma)$. $A_{k\kappa}(N)$ beinhaltet die Bevölkerung des Zustandes N über den Anregungsmechanismus und zusätzlich die Komponenten aus dem Zerfall höherer Niveaus in den Zustand N . Sie sind eine Funktion der statistischen Tensoren $\alpha_{k\kappa}$, die sich aus den Anregungsamplituden $a_{I,m}$ (siehe Gl. 5) berechnen lassen.

$F_k(I_M, I_N)$ beinhaltet die Winkel-Winkel-Korrelationskoeffizienten f_k sowie die Übergangsamplitude von $N \rightarrow M$ ($\delta_{N \rightarrow M}$) über die verschiedenen Multipolaritäten L

$$\delta_{N \rightarrow M}(L) = \left(\frac{8\pi(L+1)}{L((2L+1)!!)^2} \frac{1}{\hbar} \left(\frac{E_\gamma}{\hbar c} \right)^{2L+1} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot (2I_N+1)^{-\frac{1}{2}} \langle I_M || \hat{M}(L) || I_N \rangle \quad (16)$$

und ist gegeben als

$$F_k(I_M, I_N) = H(N) \sum_{LL'} \delta_{N \rightarrow M}(L) \delta_{N \rightarrow M}(L') f_k(LL' I_M I_N) \quad (17)$$

Die Größe $H(N)$ ist der reziproke Wert der gesamten Zerfallswahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der inneren Konversion.

Die Koeffizienten Q_k [Cam69] und $G_k(N)$ [Gol82, Abr53] in $\frac{dW}{d\Omega_\gamma}(N \rightarrow M)$ beschreiben die Verschmierung der Winkelverteilung aufgrund des endlichen Öffnungswinkels der Detektoren und der Deorientierung durch die Hyperfeinwechselwirkung.

Durch Gleichung (14) ist somit, unter Berücksichtigung der Systemtransformationen, die Emissionswahrscheinlichkeit eines γ -Quantes in Koinzidenz mit einem nachgewiesenen Teilchen gegeben. Der Vergleich mit den experimentellen Daten erfolgte unter Berechnung von (14) bei Integration über die entsprechenden Projektilstreuwinkelbereiche.

In den nächsten Kapiteln sollen interessante physikalische Fragestellungen, die als Konsequenzen aus den Abschätzungen aus Kapitel 2.1 folgen, diskutiert sowie ein Einblick in die Problematik und prinzipiellen Aspekte bei der Durchführung spektroskopischer Methoden nach quasielastischen Stößen gegeben werden.

2.3 Physikalische Aspekte bezüglich der elektromagnetischen Anregung bei hohen Einschußenergien.

Die Anregung über das elektromagnetische Feld bevorzugt stark die Bevölkerung kollektiver Freiheitsgrade. So wurden schon sehr frühzeitig die niederenergetischen Niveaus in gg-Kernen als Anregung von Rotations- und Oberflächenschwingungszuständen interpretiert [Boh52]. Ein starker Hinweis hierfür liegt in der Regelmäßigkeit der Zustandsenergien und in den hohen Übergangsstärken, die mehrere Einteilcheneinheiten umfassen. Dies führte zur Entwicklung einer Reihe kollektiver Kernmodelle. So sahen unter anderem Bohr und Mottelson [Boh75] die auftretenden experimentellen Ergebnisse als Folge von Oberflächenschwingungen an. Die theoretische Beschreibung geschieht durch Entwicklung der Kernoberfläche nach Kugelflächenfunktionen. Durch Transformation in das Ruhesystem der Kerne kommt man zu einer Darstellung von Rotationen als Relativbewegung der beiden Koordinatensysteme zueinander. Die hierfür zuständigen drei Koordinaten sind durch die drei Eulerschen Winkel gegeben. Im Falle reiner Quadrupoldeformation, die in einem weiten Massenbereich als vorherrschend angesehen werden kann, reduziert sich die Beschreibung der zeitlichen Veränderungen der Kernoberfläche im Ruhesystem auf zwei Variablen. Diese werden bei Bohr und Mottelson als γ und β eingeführt. β beschreibt die Größe der Deformation und γ die Abweichung von der Axialsymmetrie.

Der Hamiltonoperator läßt sich demzufolge in diesen Koordinaten in einfacher Form schreiben als :

$$H = T + V(\beta, \gamma) \quad (18)$$

$$T = T_{Rot.} + T_{Vib.} = \frac{1}{2} \sum_{k=1}^3 \Theta_k(\beta, \gamma) \omega_k^2 + \frac{1}{2} B(\dot{\beta}^2 + \beta^2 \dot{\gamma}^2) \quad (19)$$

Θ und B sind hierbei Trägheits- und Massenparameter und ω die Winkelgeschwindigkeit der Hauptachsen zueinander.

Die Energieeigenwerte ergeben sich als Verbindung der Eigenwerte für die beiden Grenzfälle eines Rotators mit

$$E_{rot} = \frac{\hbar}{2\Theta} (I(I+1) - K^2) \quad I = 0, 2, 4, \dots, \quad (20)$$

wobei K die Projektion des Gesamtdrehimpulses auf die Symmetrieachse wiedergibt und den Eigenwerten eines harmonischen Oszillators mit

$$E_{vib} = \left(n + \frac{1}{2}\right)\hbar\omega \quad n = 1, 2, 3 \dots \quad (21)$$

Demzufolge können die niederenergetischen Zustände von gg-Kernen mit einer axialsymmetrischen Grundzustandsdeformation in verschiedene Rotationsbanden eingeordnet werden. Diese bauen, neben der Grundzustandsbande, auf 1-Phonon-Vibrationszuständen auf (siehe Abb. 21), und man bezeichnet sie als β - und γ -Bande.

Es ist entsprechend möglich, eine Erweiterung auf Oktupoldeformationen vorzunehmen. Bei deformierten Kernen erwartet man, im Unterschied zu

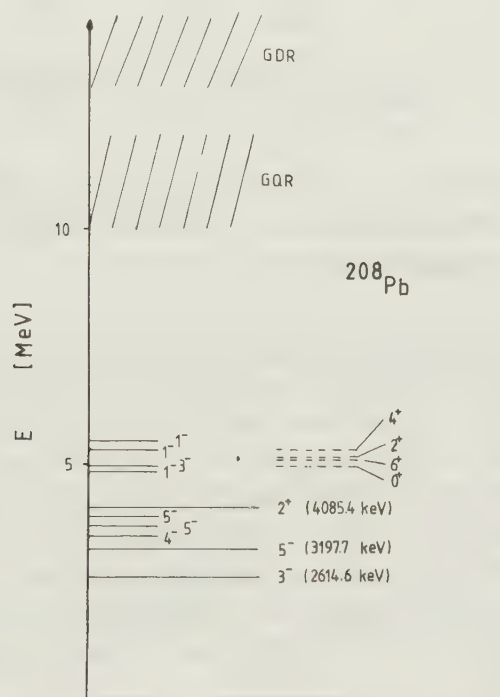


Abbildung 3: Auszug aus dem Niveauschema für ^{208}Pb . Angedeutet sind außerdem die berechneten Energien für die Zustände des 2-Phonon-Oktupolmultipletts (siehe Kap. 5.2) sowie die Lage der Dipol- (GDR) und Quadrupolresonanzen (GQR).

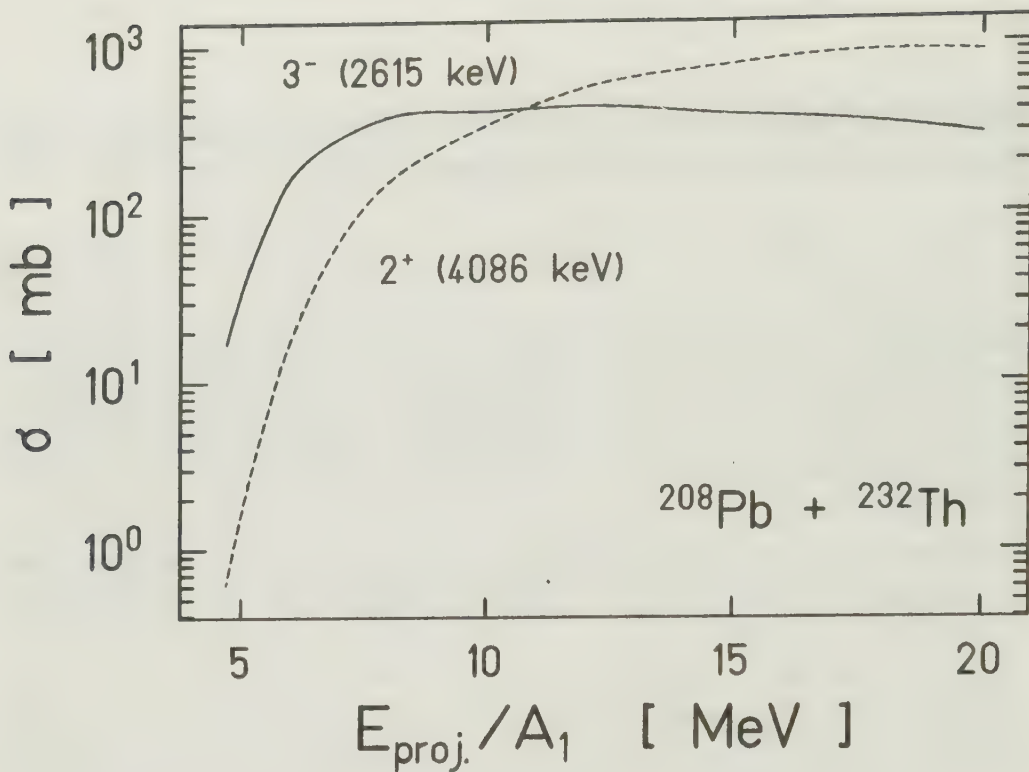


Abbildung 4: Berechneter integraler Wirkungsquerschnitt ($0^\circ \leq \theta \leq \theta_{gr.}$) für den 2^+ -Zustand (4085 keV) und 3^- -Zustand (2615 keV) im ^{208}Pb in Abhängigkeit der Einschussenergie.

sphärischen Kernen, bei einem Vibrationsphonon die Ausbildung eines Quadrupletts von Zuständen mit unterschiedlichen Projektionen auf die Symmetrieachse ($K=0,1,2,3$).

Die Beobachtung von Banden, die auf einem zweiten Phonon aufbauen, war bisher in schweren Kernen nur selten gegeben. Die Untersuchung von Mehrphononzuständen ist folglich von großem Interesse. Ihre Energien liegen in erster Näherung bei der doppelten Phononenenergie. Für ^{232}Th zeigen die Ergebnisse von Korten et al. [Kor87] erste Hinweise auf die Beobachtung hierfür.

Durch die Verwendung hoher Einschussenergien ist eine stärkere Bevölkung von 1-Phonon-Vibrationsniveaus möglich, da die maximale Anregungsenergie bei Einstufenprozessen ansteigt (siehe auch Abb. 4). Dies führt auch zu entsprechend höheren Anregungsraten der 2-Phononzustände, welche meist

bei Energien $E^* > 1$ MeV liegen.

Abbildung 5 stellt die semiklassisch errechneten Wirkungsquerschnitte für die 2-Phonon-Oktupolzustände im ^{208}Pb in Abhängigkeit der Einschußenergie dar. Hierdurch ist gezeigt, daß durch die Verwendung hoher Projektilgeschwindigkeiten eine Möglichkeit zur spektroskopischen Untersuchung dieser Zustände in schweren Systemen gegeben ist.

Im aufgezeigten Rahmen bildet die elektromagnetische Anregung von Riesenresonanzen einen weiteren interessanten Aspekt. Die Beobachtung dieser Schwingungsmoden erfolgte bisher zumeist über Reaktionen und Methoden wie (e,e') , (γ,γ') usw. [Ber80]. Die Massenabhängigkeit der Energien für diese Zustände ist z.B. für die isovektorielle Dipolriesenresonanz gegeben durch [Ber81]

$$E^* = 78 A^{-\frac{1}{3}} \quad (22)$$

und für die isoskalare Quadrupolresonanz durch

$$E^* = 65 A^{-\frac{1}{3}} \quad (23)$$

Dies zeigt, daß selbst bei den hier verwendeten schweren Massen die Schwerpunkte der Resonanzen noch bei sehr hohen Anregungsenergien liegen. Für die im Experiment gewählte Projektil-Target Kombination liegen diese im ^{232}Th bei $E^* = 11.1$ MeV und 14.1 MeV für die isovektorielle Dipolschwingung [Vey73], $E^* = 11$ MeV für die isoskalare Quadrupolriesenresonanz [Pli79] und $E^* \approx 22$ MeV für die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz im ^{232}Th [Bee88]. Für die Dipolschwingung zeigt die Resonanz zwei Maxima aufgrund der Deformation. Sie unterscheiden die Schwingungsmoden entlang der großen und kleinen Halbachse. Im ^{208}Pb betragen die Werte $E^* = 13.4$ MeV für die isovektorielle Dipolschwingung [Bee88] $E^* = 22.5$ MeV für die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz [Pit80] und $E^* = 10.6$ MeV [Bee88] für die isoskalare Quadrupolriesenresonanz.

Abbildung 6 zeigt die in semiklassischer Näherung errechneten Wirkungsquerschnitte für ein System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ über einen weiten Bereich von Einschußenergien. Die Rechnung zeigt, daß in relativistischen Schwerionenstößen die elektromagnetische Anregungswahrscheinlichkeit hohe Werte annimmt. Im Bereich um 20 MeV/u ist eine nur sehr schwache Bevölkerung gegeben. Dies

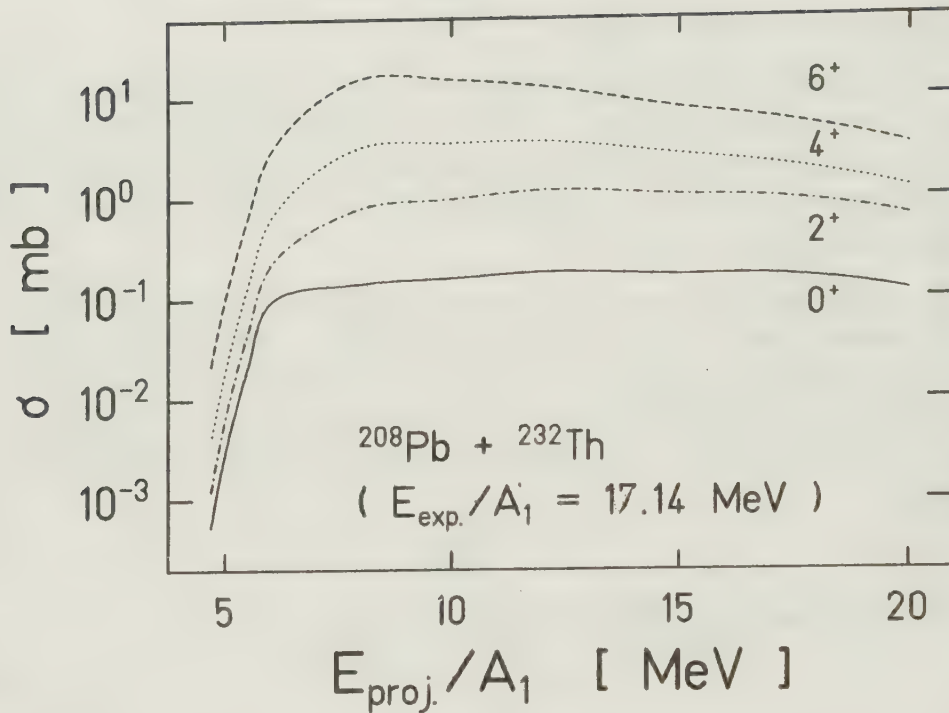


Abbildung 5: Berechneter integraler Wirkungsquerschnitt für die Anregung der 2-Phonon-Oktupolzustände im ^{208}Pb in Abhängigkeit der Einschußenergie.

wird auch widerspiegelt durch die Abschätzung für die maximale Anregungsenergie aus dem vorangegangenen Kapitel. Die um ca. $1/5$ reduzierte Reaktionszeit für die nukleare Wechselwirkung hat jedoch zur Folge, daß eine Anregung von Riesenresonanzen im niederenergetischen Bereich hierüber möglich erscheint. Über die Starke Wechselwirkung sind somit im Prinzip weit höhere Anregungsenergien bei streifenden Stößen erreichbar, da die maximale Anregungsenergie mit $1/\tau$ geht. Aus dieser "kalten" Anregung von Riesenresonanzen ergeben sich eine Reihe weiterer Untersuchungsmöglichkeiten, wie der genauen Analyse der Zerfallskanäle und der Kopplung dieser Schwingungen an andere kollektive Freiheitsgrade bei niedrigen Kerntemperaturen [Bee88].

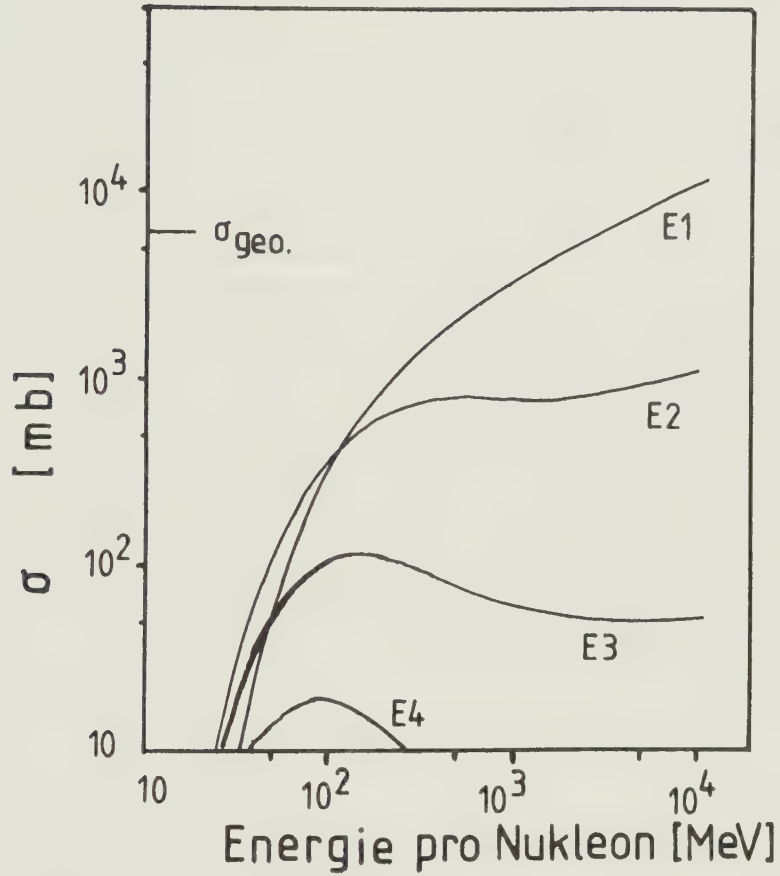


Abbildung 6: Berechnete Wirkungsquerschnitte [Eml88] für die elektromagnetische Anregung von Riesenresonanzen im System ^{208}Pb auf ^{208}Pb in der semiklassischen Näherung [Win79]. Zur Berechnung wurde eine mittlere Resonanzenergie von 15 MeV und 100% der energiegewichteten Summenregel [Bor75] angenommen.

Der Zerfall von Zuständen mit Anregungsenergien $E^* \geq 10$ MeV erfolgt bevorzugt über Neutronenemission. Der γ -Zerfall ist in diesem Fall stark untersetzt. Dies zeigen auch die Ergebnisse von Beene et al. [Bee88], die sich auf die Untersuchung der Riesenresonanzen im ^{208}Pb beziehen. Es ist somit notwendig, zur hinreichenden Analyse der Zerfallskanäle neutronenspektroskopische Methoden anzuwenden.

Als Ausblick auf zukünftige Experimente bei am SIS zur Verfügung stehenden Energien von ca. 1 GeV/u ist zu erwähnen, daß weiterhin die Anregung von Multiphononzuständen der Riesenresonanzen über das elektromagnetische Feld möglich erscheint [Eml87,Ber87]. Dies kann eine Vielzahl extremer Zerfallskanäle zur Folge haben. Die stark unterschiedlichen Dichteverteilungen von Protonen und Neutronen bei Zuständen mit hohen Phononenzahlen lassen die Ausbildung von Zerfallsprodukten mit extremen Isospinverhältnissen erwarten.

Die Durchführbarkeit von γ - und neutronenspektroskopischen Methoden bei hohen Projektilgeschwindigkeiten in schweren Systemen ist jedoch mit nicht unbeträchtlichen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Diese sollen im nächsten Kapitel eingehender dargestellt werden.

2.4 Schwierigkeiten bei der Spektroskopie nach quasi-elastischen Stößen

Die großen experimentellen Schwierigkeiten bei der Durchführung γ -spektroskopischer Methoden liegen in unterschiedlichen Teilaspekten. Bei den bisherigen Betrachtungen bezogen sich die Aussagen auf große Stoßparameter, d.h. auf Prozesse, in denen der Streuvorgang in erster Linie elastisch verläuft. Diese Bedingung wird mit Streuwinkeln, die größer als der Grazingwinkel sind, in immer geringerem Maße erfüllt sein. Das bedeutet, daß durch das stärkere Durchdringen der beiden Kernoberflächen ein höherer Austausch an Energie und Masse stattfinden wird. Diese meist dissipativen Prozesse sind mit hohen Teilchen- und Gammamultiplizitäten verbunden. Dadurch ergibt sich in Bezug auf die spektroskopischen Untersuchungen quasielastischer Reaktionen ein sehr hoher Untergrund, der die Durchführbarkeit derartiger Experimente in Frage stellt.

Um eine mehr quantitative Aussage über die Stärke des Untergrundes zu bekommen, ist es wichtig, als erstes die Größe des totalen Reaktionswirkungsquerschnitts zu berechnen. Dieser ist näherungsweise (Strong Absorption Model) [Bas80] gegeben durch

$$\begin{aligned} \sigma_r &= \pi R_c^2 \left(1 - \frac{E_c}{E}\right) & \text{für} & \quad E > E_c \\ \sigma_r &= 0 & \text{für} & \quad E \leq E_c \end{aligned} \quad (24)$$

Hierbei ist R_c der Wechselwirkungsradius, der gegeben ist durch den Ausdruck

$$R_c = 1.12(A_1^{1/3} + A_2^{1/3}) - 0.94(A_1^{-1/3} + A_2^{-1/3}) + 3 \quad \text{in fm} \quad (25)$$

und πR_c^2 entspricht dem geometrischen Reaktionswirkungsquerschnitt. Die beiden Größen E und E_c sind die Projektilenergie bzw. Coulombenergie.

Abbildung 7 zeigt den Verlauf des Reaktionswirkungsquerschnitts in Abhängigkeit der Einschußenergie. Der geometrische Wirkungsquerschnitt $\sigma_{geo.}$ ergibt für das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$, bei einem Wechselwirkungsradius von $R_c = 16 \text{ fm}$ und der Coulombbarriere von 5.9 MeV/u einen Wert von $\sigma_{geo.} \approx 8 \text{ b}$. Die Abbildung verdeutlicht den starken Anstieg des Anteils der Reaktionen beim Streuvorgang, wenn die Einschußenergie die Coulombbarriere überschreitet. Für die im Experiment verwendete Energie von 17 MeV/u ergibt sich somit

ein Reaktionswirkungsquerschnitt von 5.4 b, was 70% des geometrischen Wirkungsquerschnitts entspricht.

Diese Abschätzung zeigt, daß der zu erwartende Untergrund bei der spektroskopischen Untersuchung der Zerfallskanäle für quasielastische Prozesse, bei denen diskrete Kernzustände und deren Eigenschaften untersucht werden sollen, sehr groß ist. Dies ist umso stärker zu beachten, als für zentrale Stöße auch sehr hohe Multiplizitäten zu erwarten sind. Die erlangte Abschätzung ist mit dem integralen Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung, der auf der Basis der bereits bekannten reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten [Ger82,Owe80] im Rahmen der semiklassischen Coulombanregung [Ald66] ge-

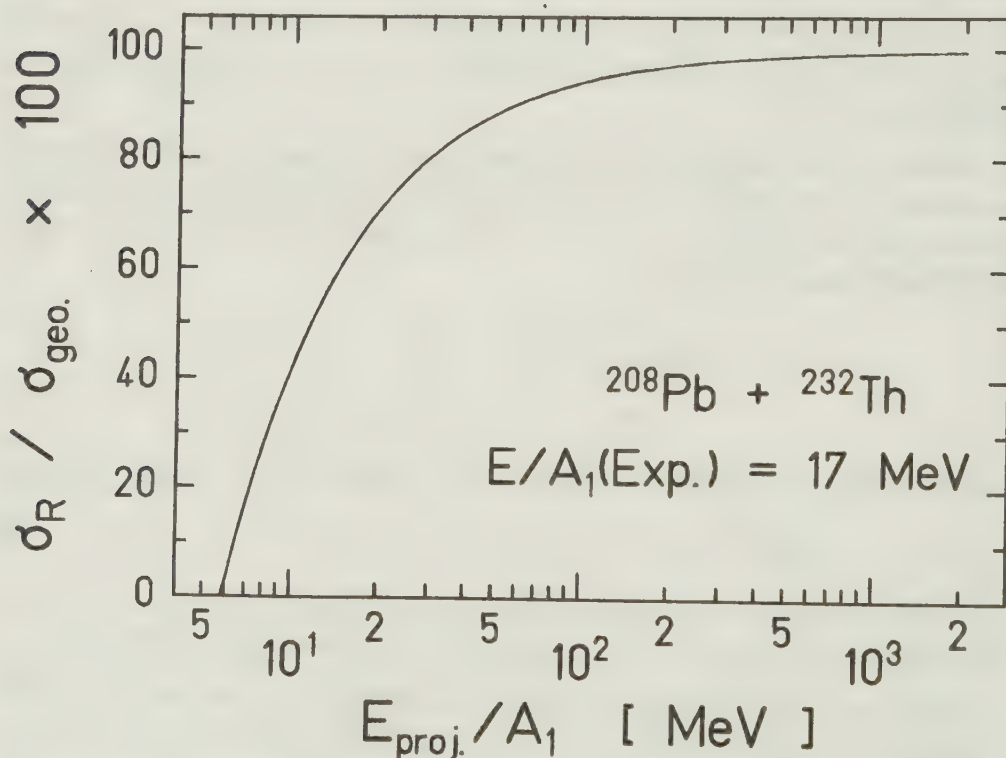


Abbildung 7: Berechneter Reaktionswirkungsquerschnitt in Prozent des geometrischen Wirkungsquerschnitts (8 barn) in Abhängigkeit der Ein-schußenergie für das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$.

geben ist, zu vergleichen. Wie in Kapitel 2.1 bereits erwähnt wurde, ist der magnetische Anteil bei der Anregung zu vernachlässigen. Die Anregung erfolgt dominant über E2.

$$\sigma_{E2} = 4.8 \frac{A_1}{Z_2^2(1 + \frac{A_1}{A_2})} E_{proj.} B(E2) f_{E2}(\xi) \quad (\text{barn}) \quad (26)$$

Die Funktionen $f_{E2}(\xi)$ sind in [Ald66] tabelliert. Der integrale Wirkungsquer-

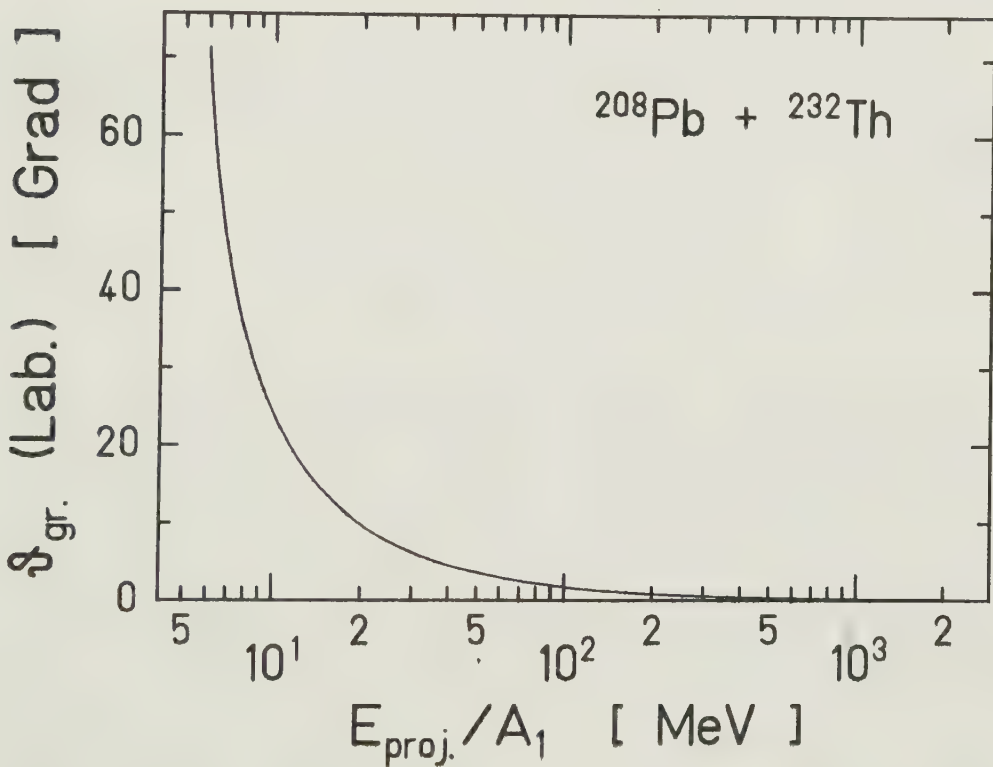


Abbildung 8: Die Abbildung zeigt den nach Bass [Bas80] berechneten Gra-
zingwinkel im Laborsystem in Abhängigkeit der Einschußenergie. Die Rech-
nung bezieht sich auf das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$.

schnitt für den 4^+ Zustand im ^{232}Th beträgt 4.2 barn . Es ist somit notwendig,
einen Versuchsaufbau zu wählen, der eine Selektion quasielastischer Prozesse
ermöglicht. Dies ist angesichts der gezeigten Argumente eine notwendige Be-
dingung für spektroskopische Untersuchungen.

Das in dieser Arbeit beschriebene Experiment wurde bei der maximalen am UNILAC der GSI zur Verfügung stehenden Einschußenergie durchgeführt. Der Ausbau der Beschleunigeranlagen bei der GSI wird am SIS Energien von ca. 1 GeV/u bei schweren Projektilen liefern [SIS88]. Der Unterschied bezüglich des Untergrundes bei gleichgearteten Experimenten in diesen Größenordnungen ist nicht von großer Bedeutung, da der Reaktionswirkungsquerschnitt bereits 70% des geometrischen Wirkungsquerschnitts beträgt. Somit stellt die vorliegende Untersuchung bereits einen ausreichenden und interessanten Test zur Durchführbarkeit derartiger Experimente am SIS dar.

Erschwert wird die Situation jedoch durch die Tatsache, daß der Winkelbereich, der im Laborsystem mit quasielastischen Reaktionen korreliert ist, kleiner wird. Dies ist deutlich zu machen über die Änderung des Grazingwinkels [Bas80].

$$\theta_{gr}^{cm} = 2 \arcsin \frac{E_c}{2E - E_c} \quad (27)$$

$$\vartheta_{gr}^{lab.} = \frac{\frac{A_1}{A_2} + \cos \theta_{gr}^{cm}}{\sin \theta_{gr}^{cm}} \quad (28)$$

Abbildung 8 zeigt den Verlauf des Grazingwinkels im Laborsystem bezüglich der Einschußenergie für das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$. Der Verlauf macht deutlich, daß bei 17 MeV/u der berechnete Grazingwinkel im Laborsystem nur noch 12.9° beträgt. Der Bereich der zu untersuchenden quasielastischen Prozesse ist somit schon sehr gering und liegt in einem engen Konus um die Strahlachse. Besonders bedeutsam wird diese Tatsache jedoch bei relativistischen Energien. Dort liegen die stark peripheren Stöße bei wenigen Bruchteilen eines Grades und sind somit kaum vom ungestreuten Strahl zu unterscheiden.

Eine weitere Schwierigkeit besteht in dem geringen Impulsübertrag auf die Targetkerne, die im wesentlichen um einen Laborwinkel von $\sim 90^\circ$ gestreut werden. Ihre kinetische Energie liegt bei weniger als 100 MeV, was ihren Nachweis stark erschwert.

3 Experiment

3.1 Wahl des Stoßsystems

Bei dem Experiment handelte es sich, wie bereits erwähnt, um das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV pro Nukleon und wurde am UNILAC der Gesellschaft für Schwerionenforschung in Darmstadt durchgeführt. Als Target diente isotonenreines ^{232}Th mit einer Massenbelegung von 0.9 mg/cm^2 . Dieses System wurde aus mehreren Gründen gewählt.

^{232}Th liegt im Bereich der Aktiniden und im Bereich starker Deformationen. Eine Folge daraus ist, daß die niederenergetischen Zustände kollektiven Charakter haben. Ein weiterer Aspekt zur Wahl des Targets lag in der Tatsache, daß ^{232}Th bereits in mehreren Coulombanregungsexperimenten bei Einschußenergien unterhalb der Coulombbarriere [Ger82, Ger83, Owe82, Sim82] untersucht wurde. Hierdurch ist gewährleistet, daß die kollektiven Eigenschaften dieses Kerns bereits hinreichend bekannt sind. Dies bedeutet unter anderem eine genaue Kenntnis der Grundzustandsrotationsbande bis zu hohen Spins sowie der γ -, β - und Oktupol-Vibrationsseitenbanden. Im Rahmen dieser Experimente wurde ^{232}Th im Zusammenhang mit verschiedenen Kernmodellen untersucht, so daß bereits ausreichend Daten über die elektromagnetischen Eigenschaften wie Zerfallswahrscheinlichkeiten, Übergangsmatrixelemente, Lebensdauern usw. sowie die genauen Energien der Zustände vorliegen. Neben den erwähnten Experimenten wurde eine Vielzahl weiterer Untersuchungen durchgeführt [Sch82, Sch77]. Insbesondere auch Untersuchungen bei Einschußenergien leicht oberhalb der Coulombbarriere zur Untersuchung von Wenig-Nukleon Transferreaktionen bei Grazing-Kollisionen in schweren Systemen und aller in diesem Zusammenhang interessanter physikalischer Fragestellungen wie der Bestimmung von Wirkungsquerschnitten und der Transferwahrscheinlichkeit, der übertragenen Anregungsenergien, der Multiplizitäten und weiterer Aspekte in Abhängigkeit des Abstandes dichtester Annäherung [Ger87, Eck87].

Die Wahl von ^{208}Pb als Projektil ergab sich durch zwei wesentliche Gesichtspunkte. Erstens wurde ein sehr schweres Projektil zur Anregung von Zuständen mit möglichst hohen Drehimpulsen im Targetkern ^{232}Th benötigt, und zweitens war zur Festlegung des Projektils die Tatsache entscheidend, daß ^{208}Pb als doppelt magischer und damit sphärischer Kern seinen ersten ange-

regten Zustand bei 2.6 MeV besitzt [Mar86] . Damit sind die meisten der zu beobachtenden Übergänge hochenergetisch, wodurch in den γ -Zerfallsspektren eine weitgehende Trennung zwischen Target- und Projektilanregung gegeben ist.

Gleichzeitig ist mit der Anregung im ^{208}Pb eine Reihe interessanter physikalischer Fragestellungen verbunden. So kann durch die hohe Anregungsenergie der Zustände in diesem Fall der Unterschied zu Experimenten bei niedrigen Einschußenergien besonders gut demonstriert werden. Weiterhin besteht die Hoffnung 2-Phonon-Zustände, insbesondere die Doppeloktupolanregung, zu spektroskopieren [Wol88]. Diese Multivibrationszustände sollten bei der doppelten Phononenenergie, also bei ca. 5 MeV liegen. Durch die Wahl einer hohen Einschußenergie und der damit verbundenen hohen Anregungsenergie sollten diese Zustände bevölkert werden können.

Die Wahl der Einschußenergie erfolgte unter dem Aspekt, daß diese als möglichst hoch gewählt werden sollte. Dies ist im Zusammenhang mit den in Kapitel 2 diskutierten physikalischen Fragestellungen zu sehen. Je höher die Einschußenergie ist, desto eher ist auch die Frage nach der Durchführbarkeit hochauflösender γ - spektroskopischer Methoden nach peripheren Stößen in Schwerionenkollision bei relativistischen Energien zu beantworten. Die maximale zur Verfügung stehende Einschußenergie für das schwere Projektil ^{208}Pb am UNILAC der GSI unter Bedingungen, die auch einen gesicherten Betrieb über einen längeren Zeitraum unter konstanten Bedingungen gewährleistete, lag bei 17 MeV/u.

3.2 Experimenteller Aufbau

In Kapitel 2.4 wurde bereits über die zu erwartenden Schwierigkeiten bei der spektroskopischen Untersuchung quasielastischer Stöße diskutiert. Der hohe Untergrund für zentrale Stöße bewirkt, daß einer der wichtigen Aspekte bei der Planung des experimentellen Aufbaus in der Selektion des Stoßparameters liegt, um hierüber eine Empfindlichkeit auf die zu untersuchenden quasielastischen Prozesse zu erlangen. Im vorliegenden Experiment wird dies indirekt über die Festlegung der Kinematik der am Stoßprozeß beteiligten Teilchen gewährleistet. Entsprechend war es notwendig einen Aufbau zu wählen, der den Nachweis beider Teilchen, des gestreuten Projektils und des rückgestreuten Targetkerns und die Bestimmung ihrer Streuwinkel sicherstellte.

In Abbildung 9a und 9b ist der experimentelle Aufbau dargestellt. 9a zeigt den Aufbau in skizzierter Form, wogegen 9b einen mehr räumlichen Eindruck vermitteln soll. Zu bemerken ist noch, daß in Abb. 9b die einzelnen Detektorarten und ihre Position zur besseren Übersicht nur angedeutet sind und nicht mit der im Experiment verwendeten Anzahl übereinstimmen.

Zum Nachweis der Teilchen unter Vorwärtsstreuwinkeln wurde ein ringförmiger Parallelplattenzähler (Ringzähler) verwendet [Eck88,Boc82,Chu79]. Da die Funktionsweise von Parallelplattenzählern bereits ausführlich an anderer Stelle behandelt worden ist [Ste81,Ste83] und diese in einer Vielzahl von Schwerionenexperimenten Verwendung fanden, sei an dieser Stelle nur nochmal auf die besonderen Merkmale der hier verwendeten Zähler eingegangen.

Der Detektor ist empfindlich auf die Polarkoordinaten ϑ und ϕ . Er überdeckt Winkel von $\vartheta = 8^\circ$ bis $\vartheta = 45^\circ$ bei einem Azimutalwinkelbereich von $\Delta\phi = 360^\circ$. Die Kathode des Ringzählers besteht aus einzelnen Leiterbahnen, deren Stärke 0.5 mm beträgt. Über eine durch Delay-Chips zeitlich verzögerte Auslese der einzelnen Bahnen kann der Streuwinkel der nachgewiesenen Teilchen bei einem gegebenen Abstand von 11.5 cm zwischen Detektor und-Target mit einer Genauigkeit von $\Delta\vartheta \approx 1^\circ$ ermittelt werden. Zur Messung des ϕ -Winkels und damit der Festlegung der Streuebene war die Anodenfolie dieses Zählers in einzelne Kreissegmente unterteilt, deren Öffnungswinkel $\Delta\phi = 18^\circ$ betrug. Die einzelnen Segmente wurden gesondert ausgelesen, so daß der ϕ -Winkel und die Teilchenmultiplizität im Rahmen der Winkelauflösung bestimmt werden konnten. Um nun auch Ereignisse zu erkennen, bei denen zwei Teil-

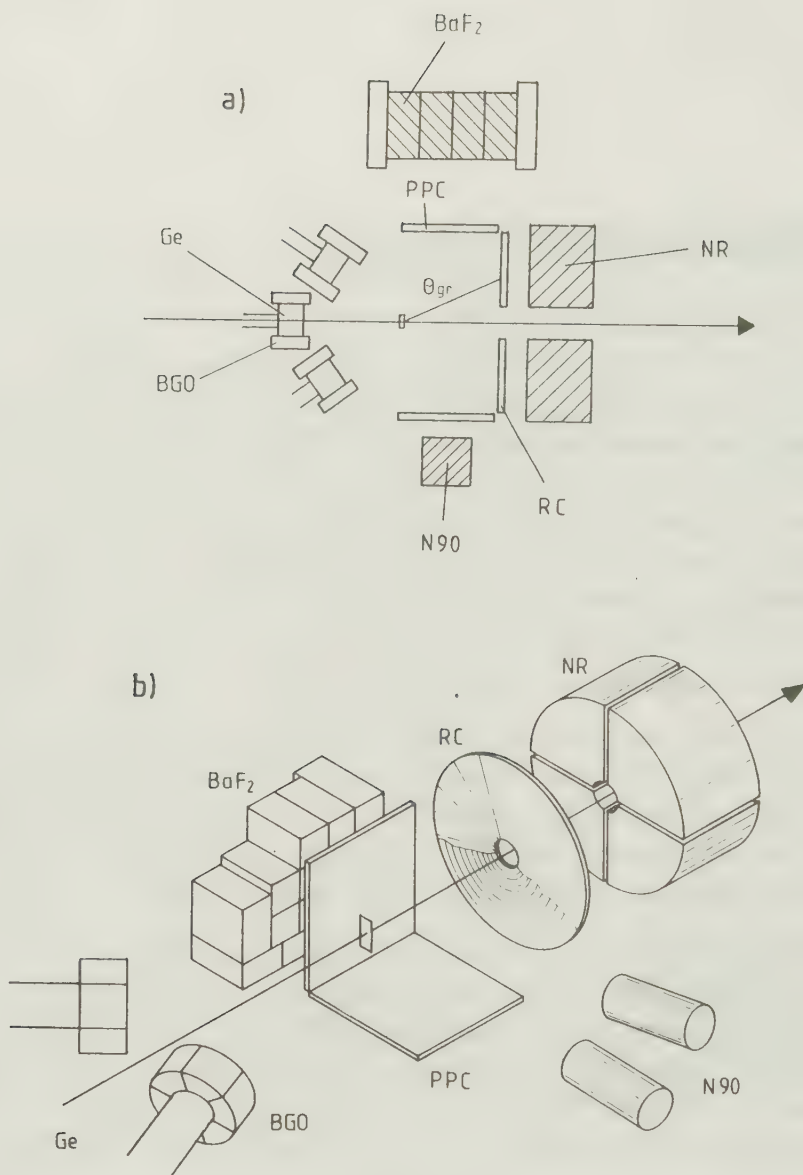


Abbildung 9: Experimenteller Aufbau zur spektroskopischen Untersuchung im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Abbildung a) zeigt eine schematische Ansicht des Aufbaus, wobei b) einen räumlichen Eindruck vermitteln soll. Die einzelnen Detektorarten sind durch Symbole gekennzeichnet: RC, PPC = ortsempfindliche Parallelplattenzähler zum Teilchen-nachweis, NR = ringförmiger NE213-Flüssigszintillationszähler als Neutronen-Veto-Detektor, Ge = Germanium-Detektoren mit BGO-Kristallen zur Compton-Unterdrückung (=BGO), BaF_2 = Anordnung von 20 BaF_2 -Detektoren, N90 = NE213-Neutronen-Flugzeitdetektoren. Die drei N90-Zähler waren von einer Neutronenabschirmung (siehe Text) umgeben, welche zur besseren Übersicht in den Abbildungen nicht wiedergegeben ist.

chen innerhalb eines ϕ -Segmentes auftreffen, wurde die Kathoden-Delayline am inneren und äußeren Teil des Detektors ausgelesen. Die Summe der Verzögerungszeiten beider Signale muß somit, vorausgesetzt, daß nur ein Teilchen den Zähler getroffen hat, der Gesamtverzögerung der Kathodenunterteilung entsprechen. Dadurch ist eine Möglichkeit zur Diskriminierung von Mehrfachtreffern gegeben.

Zur vollständigen Abdeckung aller Streuwinkel und hierbei insbesondere, wie später gezeigt wird, zum Nachweis der rückgestreuten Targetkerne, wurden vier weitere Parallelplattenzähler verwendet. Diese Lawinendetektoren [Gru85] waren kastenförmig um das Target positioniert und waren ebenso wie der Ringzähler ortsempfindlich. Der sensitive Winkelbereich lag bei $52.5^\circ \leq \vartheta \leq 90^\circ$ bei einem Öffnungswinkel in ϕ mit $\Delta\phi = 84^\circ$. Der minimale Abstand dieser Zähler vom Target betrug 12 cm.

Als Zählgas diente für alle Teilchendetektoren Isobutan. Dabei wurde für einen hinreichenden Gasdurchfluß durch die Detektoren gesorgt, um einen ausreichenden Austausch der ionisierten Gasmoleküle zu gewährleisten. Dies ist von besonderer Bedeutung, da hierdurch bei hohen Nachweisraten Überschläge zwischen Kathode und Anodenfolie verhindert werden konnten.

Der so gewählte Aufbau zum Nachweis der am Streuprozeß beteiligten Teilchen hatte mehrere Vorteile. Zunächst wird durch die Detektoren, bis auf geringe Randzonen, fast der gesamte relevante Raumwinkel erfaßt. Als weiterer Vorteil ist die Verträglichkeit gegenüber hohen Zählraten für Parallelplattenzähler sowie deren Ortsempfindlichkeit zur Festlegung der Kinematik zu sehen. Gerade der letzte Punkt ist von besonderer Bedeutung, da hierüber nicht nur die Selektion quasielastischer Prozesse erfolgte, sondern auch die Korrektur der bei hohen Einschußenergien besonders starken Dopplerverschiebung der γ -Quanten ermöglicht wird. Der Nachteil des Nachweissystems für die gestreuten Partikel liegt darin, daß durch diese ΔE -Zähler keine Identifikation der Teilchen aus den Impulshöhenspektren möglich ist. Um einen weiteren nachteiligen Aspekt des gewählten Nachweissystems zu diskutieren ist es notwendig, zuerst die kinematischen Bedingungen für den Streuprozeß zu betrachten. Abb. 10 zeigt die Streuwinkelkorrelation sowie die Energien von Projektil und rückgestreutem Target im Laborsystem. Die Berechnung entspricht der relativistischen elastischen Streuung [Mar69]. Wie Abb. 10 zeigt, liegt die kinetische Energie der Targetrückstoßkerne im Bereich der zur Untersuchung quasielastischer

Prozesse interessanten kleinen Projektilstreuwinkel bei nur ungefähr 80 MeV. Damit liegt diese im Bereich der unteren Nachweisgrenze für die verwendeten Parallelplattenzähler. Der Nachweis wird begrenzt durch die minimale Ionisationsrate der Primärisionisation und außerdem durch die Schwelleneinstellung der Diskriminatoren in der verwendeten Elektronik. Es ist jedoch zu beachten, daß die wesentliche Beschränkung durch die Dicke der Eintrittsfolie der Parallelplattenzähler von $0.2\text{ }\mu\text{m}$ und dem damit verbundenen Energieverlust der Teilchen gegeben ist. Weiterhin erfolgt ein Energieverlust der Rückstoßkerne innerhalb der Targetfolie (straggling). Um dies zu minimieren und die Durchflugstrecken der Rückstoßkerne gerade für kleine Projektilstreuwinkel zu verringern, wurde das Target in einem Winkel von 45° zum Strahl positioniert. Die voneinander abhängigen Effekte bedingen eine nicht eindeutig definierte untere Nachweisgrenze der Detektoren.

Aus diesem Grund wurde zur weiteren Unterdrückung "nicht-quasielastischer" Ereignisse ein Neutronen-Veto-Zähler entwickelt. Entsprechend den physikalischen Gegebenheiten wurde dieser zur Unterdrückung des hohen Untergrundes für zentrale Stöße konstruiert. Für Reaktionen bei kleinen Stoßparametern nimmt der Energie- und Massentransfer stark zu. Damit sind diese dissipativ ablaufenden Reaktionen mit einer weit höheren Neutronenmultiplizität korreliert als dies für quasielastische Prozesse zu erwarten ist. Die wesentlichen Punkte zur Konstruktion dieses Detektors lagen somit in einer hohen Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber Neutronen, einer möglichst vollständigen Abdeckung des Emissionsraumwinkels für aus dem Projektilsystem emittierte Neutronen, der Segmentierung des Zählers zur Bestimmung von Multiplizitäten und der Möglichkeit zur Pulsformanalyse zur eindeutigen Unterscheidung zwischen nachgewiesenen Neutronen und γ -Quanten.

Unter Maßgabe dieser Randbedingungen wurde zur Durchführung dieses Experimentes ein Neutronendetektor entwickelt und gebaut [Rud87]. Dieser NE213-Flüssigszintillationszähler ist unterteilt in vier einzelne Segmente, deren Nachweiseffizienz für Neutronen im Bereich von 10 MeV bis 20 MeV bei ca. 28% lag. Der Detektor hatte einen Gesamtdurchmesser von 40 cm. Zur Konstruktion des Zählers wurden Rechnungen im Rahmen des statistischen Modells durchgeführt [Rud87, Bla59]. Diese ergaben eine Abdeckung von 90% des Neutronen-Emissionskegels für aus dem Projektil emittierte Neutronen bei einem Abstand von 25 cm zum Target. Dies bedeutet bei gegebener Nachwei-

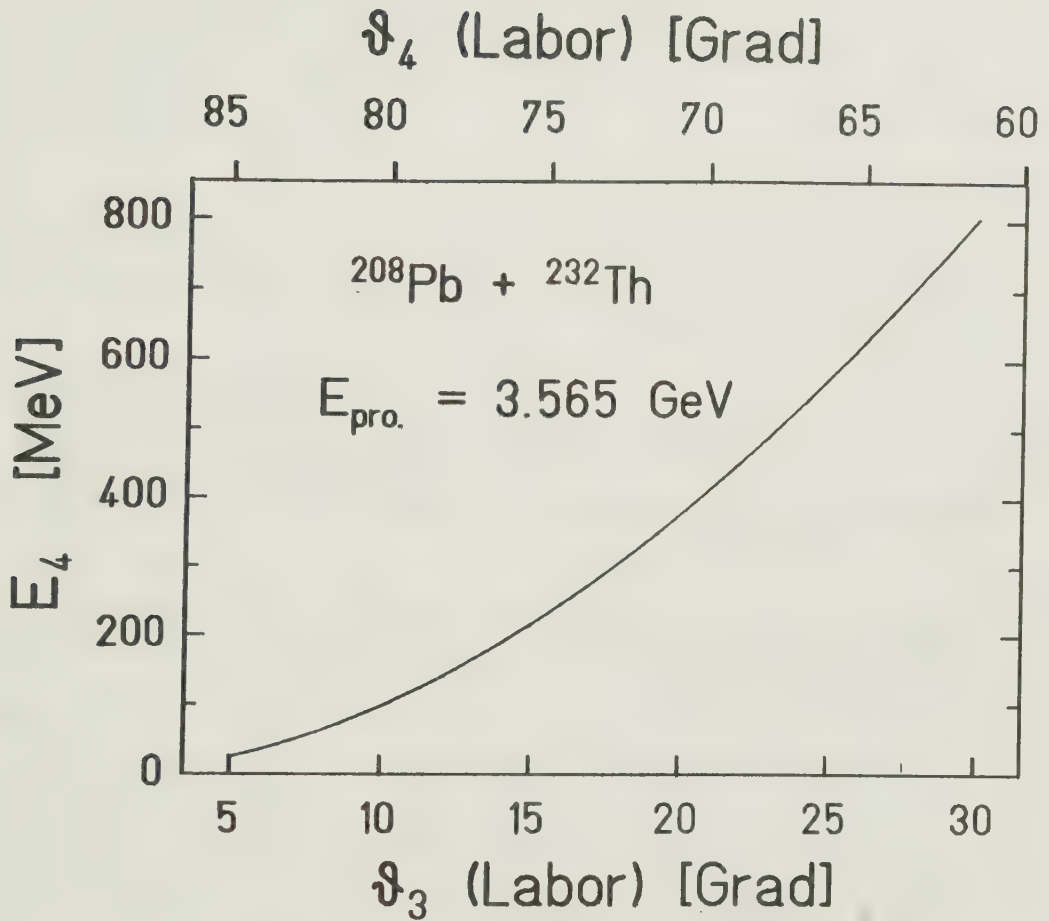


Abbildung 10: Darstellung der kinematischen Größen: Streuwinkel und kinetische Energie beider am Stoßprozeß beteiligten Teilchen (3 = gestreutes Projektil, 4 = Targetrückstoßkern). Die Rechnung erfolgte für das System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie von 17 MeV/u ($E_{\text{pro.}} = 3.565 \text{ GeV}$). Zu bemerken ist, daß die Skala für den Winkel ϑ_4 hierbei nicht linear ist.

seffizienz und unter Annahme einer mittleren Neutronenmultiplizität von vier Neutronen pro Stoßprozeß und bei einer mittleren statistischen Energieverteilung mit einer Kerntemperatur von 2 MeV eine Ansprechwahrscheinlichkeit von bis zu 90% für den Nachweis mindestens eines Neutrons. Zur Unterdrückung der Detektierung von γ -Quanten war vor dem Zähler eine 2 cm dicke Bleiplatte angebracht. Sie sollte die Pulsformanalyse unterstützen und die gesamte Ansprechhäufigkeit herabsetzen.

Die bisher beschriebenen Zähler dienten somit ausschließlich der Selektion der zu analysierenden Prozesse. Zur Untersuchung der Zerfallskanäle wurden mehrere Detektoren verwendet.

Für den Nachweis niederenergetischer γ -Strahlung waren im Versuchsaufbau drei Anti-Compton-Germaniumspektrometer [Eml86,Nol85,Gil87] installiert. Die Detektoren waren unter rückwärtigen Winkeln von 140° zur Strahlachse angeordnet. Die genaue Position der Germanium-Detektoren ergab sich aus mehreren Teilaspekten:

- Der Erfassung möglichst großer Zählraten, d.h. einem möglichst geringen Abstand zwischen Target und Detektor.
- Der Abstand zum Target darf nicht zu gering gewählt werden, um den räumlichen Öffnungswinkel der Detektoren zu verringern. Dies ist von besonderer Bedeutung für die sehr große Verschmierung der Energieauflösung aufgrund der Dopplerverschiebung. Für die Stärke dieser Dopplerverschiebung ist der Relativwinkel zwischen emittierendem Teilchen und der Emissionsrichtung relevant (siehe Kapitel 4.3). Ein zu großer Öffnungswinkel der Detektoren limitiert somit das Auflösungsvermögen für die Emissionsrichtung. Die damit verbundene Integration über einen Relativwinkelbereich bewirkt, je nach Geschwindigkeit des emittierenden Kerns und Winkel, eine Dopplerverbreiterung der beobachteten Übergänge im γ -Spektrum. Neben diesem Aspekt ist zu bemerken, daß durch einen zu großen Öffnungswinkel ebenso eine Verschmierung der Winkelverteilung stattfindet.
- Die Positionierung der Detektoren sollte unter rückwärtigen Winkeln erfolgen, um eine Zerstörung der Zähler durch Neutronenschäden zu verhindern.

- Es sollte ein Winkel gewählt werden, der die Erfassung des Maximums der Winkelverteilung ermöglicht. Hierzu wurde eine E2-dominierte Multipolaritätsverteilung angenommen, wobei dies besonders für die zu untersuchenden Prozesse, d.h. für große Stoßparameter bis hin zu Grazing-Kollisionen gelten sollte.

Die erwähnten Kriterien waren limitiert durch den experimentellen Aufbau. So ist eine Position von 140° in Bezug auf die Strahlachse und im Laborsystem bei einem mittleren Abstand von 18 cm vom Target als Kompromiß zu den Anforderungen zu sehen. Zur Verbesserung des Peak/Untergrund-Verhältnisses in den Germanium-Spektren waren alle drei Detektoren von BGO-Kristallen zur Unterdrückung des Compton-Untergrundes umgeben. Diese waren jeweils ringförmig um die Germanium-Kristalle angeordnet. Zwei der BGO-Ringe waren in 6 optisch getrennte Segmente unterteilt, welche einzeln ausgelesen wurden. Hierüber ergibt sich die Möglichkeit zur Identifikation von Paarerzeugungs-Ereignissen beim Nachweisprozeß in den Zählern.

Da die Germanium-Detektoren eine geringe Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber hochenergetischen γ -Quanten haben, wurde, um eine umfassende Spektroskopie zu gewährleisten, ein Array aus 20 BaF₂-Detektoren verwendet. Der Vorteil dieser erst in jüngerer Zeit in der Kernphysik verwendeten Szintillationskristalle [Wis84, Her87, Nov87, Zhu86] besteht unter anderem in ihrer hohen Effizienz gegenüber hochenergetischen γ -Quanten, gegeben durch die Möglichkeit zur Erstellung großer Kristalle. Außerdem können hiermit geladene Teilchen sowie Neutronen detektiert werden. Die Energieauflösung liegt bei ca. 6% für γ -Quanten bei ca. 3 MeV und die Zeitauflösung bei 400 psec bei einem Kristall der Größe $4 \times 4 \times 20$ cm³. Ein weiterer bedeutender Vorteil liegt in der Möglichkeit zur Pulsformanalyse [Wis84].

Die ausgelesenen Signale bestehen aus zwei Komponenten, deren zeitliches Verhalten stark unterschiedlich ist. Das Verhältnis dieser beiden Komponenten variiert mit der Art der nachgewiesenen Teilchen bzw. γ -Quanten. Das sehr gute Zeitauflösungsvermögen gewährleistet weiterhin eine Differenzierung insbesondere zwischen Neutronen und Gammas bei entsprechenden Abständen und Neutronenenergien. Die Detektoren waren in zwei Teilgruppen angeordnet: einer bestehend aus 11 Zählern hexagonalen Querschnitts mit einer Kantenlänge von 3 cm und einer Länge von 20 cm und einer zweiten Gruppe bestehend aus 9 quadratischen Kristallen mit einer Seitenlänge von 4 cm und einer Länge von

ebenfalls 20 cm. Die beiden Anordnungen standen unter 90° in Bezug auf die Strahlachse.

Zur weiteren Analyse der Zerfallskanäle hochangeregter Zustände nach quasielastischer Streuung wurden 3 weitere NE213-Flüssigszintillationszähler zum Nachweis des Zerfalls über Neutronenemission verwendet. So ist im Falle der etwaigen Anregung von Riesenresonanzzuständen oder anderen hochenergetischen kollektiven Zuständen mit Anregungsenergien von $E^* > 8$ MeV der Zerfall über Neutronenemission gegenüber dem γ -Zerfall stark bevorzugt. Die Ursache hierfür liegt in der Tatsache, daß die Anregungsenergie über der Neutronen-Bindungsenergie liegt. Dies zeigen auch die Ergebnisse von Beene et al. [Bee88], deren gemessenes Verhältnis $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{Total}}$ im System $^{16}O + ^{208}Pb$ bei $\frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma_{Total}} = 3.3 \cdot 10^{-4}$ für den Zerfall der Dipolriesenresonanz im ^{208}Pb liegt. Um eine hohe Sensitivität gegenüber aus dem Targetkern emittierten Neutronen zu erreichen, wurde eine Position von 90° zum Strahl gewählt. Der geringe Rückstoßimpuls der Targetkerne im Bereich sehr großer Stoßparameter bis hin zu Grazing-Kollisionen bewirkt, daß die Neutronen aus diesen Kernen aus einem fast ruhenden System emittiert werden. Im Unterschied dazu haben die aus dem Projektilsystem ausgesandten Neutronen nur einen kleinen Öffnungswinkel im Laborsystem. Dies bewirkt ein Raumwinkelverhältnis von $\frac{\Omega_P^{lab.}}{\Omega_T^{lab.}} \approx 0.15$ für die beiden Ereignistypen. Bei geeigneter Wahl der Position für die Detektoren ist somit eine hohe Empfindlichkeit gegenüber einem der beiden Systeme gegeben. Dies wird auch durch Messungen von Neutronenwinkelverteilungen in vergleichbaren Systemen bei äquivalenten Einschußenergien eindrucksvoll demonstriert [Tse82].

Als Zähler wurden, wie bereits erwähnt, drei NE213-Flüssigszintillationsdetektoren verwendet. Diese bieten, wie schon beim Neutrone-Veto-Zähler beschrieben, die Möglichkeit zur Pulsformanalyse, wodurch eine Unterscheidung zwischen Gammas und Neutronen gegeben ist. NE213 besteht im wesentlichen aus Xylol, einem Benzolderivat. Der Nachweis von Neutronen in der Szintillationsflüssigkeit geschieht zunächst über die Erzeugung von Rückstoßprotonen. Diese bewirken eine Anregung der delokalisierten π -Elektronen im Ringmolekül des Benzols. Die Übergänge in den Grundzustand erfolgen unter Lichtemission [Bir64]. Da die Rückstoßprotonen nicht die gesamte Energie der Neutronen aufnehmen, ist eine Energiemessung aus den Impulshöhen nur

unzureichend. Die Energie der Neutronen wurde deswegen über die Flugzeit bestimmt (aus diesem Grund sollen diese Zähler im folgenden mit Neutronen-Flugzeit-Detektoren bezeichnet werden). Der Abstand von 55 cm zum Target ergab sich als Kompromiß zwischen einer hinreichenden Energieauflösung und ausreichenden Nachweisraten, d.h. einem möglichst großen Raumwinkel für die Detektoren. Die Genauigkeit der Energiebestimmung ist durch die Zeitauflösung (Δt) und die Detektortiefe (Δs) im Verhältnis zur Flugstrecke (s) bestimmt. Unter Berücksichtigung der Fehlerfortpflanzung ergibt sich für die Energieauflösung in Abhängigkeit der Neutronenenergie

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{2}{s} \sqrt{(\Delta s)^2 + \frac{2E}{m_n} (\Delta t)^2} \quad (29)$$

Bei einem Abstand von 55 cm vom Detektor zum Target liegt $\frac{\Delta E}{E}$ zwischen 0.2 ($E = 2$ MeV) und 0.3 ($E = 20$ MeV).

Um die Sensitivität auf Target-Neutronen zu erhöhen, war eine weitere Maßnahme notwendig. Zur Unterdrückung von elastisch und inelastisch gestreuten Neutronen, die aus dem Projektilsystem emittiert werden und an Teilen des Versuchsaufbaus, im speziellen am Kohlenstoff des Neutronen-Veto-Zählers, gestreut werden, waren die Detektoren mit einer Neutronenabschirmung umgeben. Diese rückgestreuten Neutronen würden aufgrund ihrer hohen Geschwindigkeit und der weiteren Flugstrecke zu einer Verfälschung der Energiespektren führen. Die Abschirmung bestand aus 25 cm Eisen zur Abbremsung schneller Neutronen und 25 cm boriertem Plastik zur Absorption thermischer Neutronen entsprechend der Absorptionskoeffizienten für die unterschiedlichen Materialien [Gla74]. Der Aufbau von Neutronenabschirmungen hat durch die geringen Wechselwirkungen für Neutronen meist massive Konstruktionen zur Folge. Die gewählte Dimensionierung war durch den experimentellen Aufbau und durch das sehr hohe Gewicht der Abschirmung von ca. 2 t begrenzt. Die Wirksamkeit der Konstruktion wurde in einer Meßreihe vorher untersucht. Testmessungen mit einer Pu-Be Quelle ergaben Unterdrückungsraten für das gewählte Kollimatorsystem von mehr als 90% für Neutronen im Energiebereich von 2 MeV bis 10 MeV.

3.3 Elektronik und Datenaufnahme

Wegen der hohen Komplexität der Elektronik durch die große Anzahl von Detektoren erscheint es nicht sinnvoll, diese in allen Einzelheiten hier darzustellen. In Abbildung 11 ist somit nur eine schematische Darstellung des verwendeten elektronischen Aufbaus wiedergegeben. Zum besseren Verständnis seien jedoch noch einige Bemerkungen hierzu gemacht.

Die hohen Einzelzählraten und die Limitierung der Datenaufnahme durch den Rechner macht es notwendig, nur entsprechend den physikalischen Fragestellungen relevante Ereignisse aufzunehmen und auf Magnetband zu speichern. Die Datenaufnahme erfolgte somit unter der Maßgabe von Koinzidenzen zwischen einzelnen Detektorarten. Diese Koinzidenzereignisse sollen im folgenden als Trigger bezeichnet werden. Die Realisierung der Koinzidenzen macht die Verwendung schneller elektronischer Einheiten notwendig. Zur Verarbeitung wurden aus den Signalen der Detektoren zeitlich definierte schnelle logische Impulse erstellt. Bei der zeitlichen Abstimmung zur Erzeugung eines Koinzidenz-Signals mußte das Zeitauflösungsvermögen der Detektoren sowie das zeitliche Verhalten der physikalischen Prozesse berücksichtigt werden. Es ist also dafür zu sorgen, daß bei entsprechenden zeitlichen Variationen der Impulse ein ausreichender Überlapp der logischen Signale sichergestellt wird. Das zur Aufnahme relevante "Ereignis" ergab sich als ODER mehrerer einzelner dieser sogenannten Trigger (siehe Abb. 11). Damit wurde gewährleistet, sich einen möglichst weiten Überblick über mögliche physikalische Aussagen vorzubehalten. Da die verschiedenen einzelnen Trigger mit unterschiedlicher Häufigkeit auftreten, war es notwendig, sie unterschiedlich zu untersetzen. Dies erfolgte nach zwei wichtigen Kriterien. Erstens sollte prinzipiell die Totzeit bei der Datenaufnahme so gering wie möglich gehalten werden und zweitens sollten die Trigger den physikalischen Fragestellungen entsprechend gewichtet werden.

Die Aufbereitung der Zeitsignale zur Weiterverarbeitung erfolgte für alle Detektoren -gegebenenfalls unter Vorschaltung eines schnellen Vorverstärkers (TFA)- mit Hilfe eines Constant Fraction Discriminators (CFD). Die Aufnahme der Zeitsignale geschah mit Hilfe von TDC's (Time to Digital Converter), deren Auflösung bei 250 psec/Kanal lag. Als Referenz- oder Startsignal wurde in allen Fällen das Hochfrequenzsignal des UNILAC-Teilchenbeschleunigers verwendet. Die Zeitdifferenz zwischen zwei aufeinanderfolgenden Impulsen beträgt

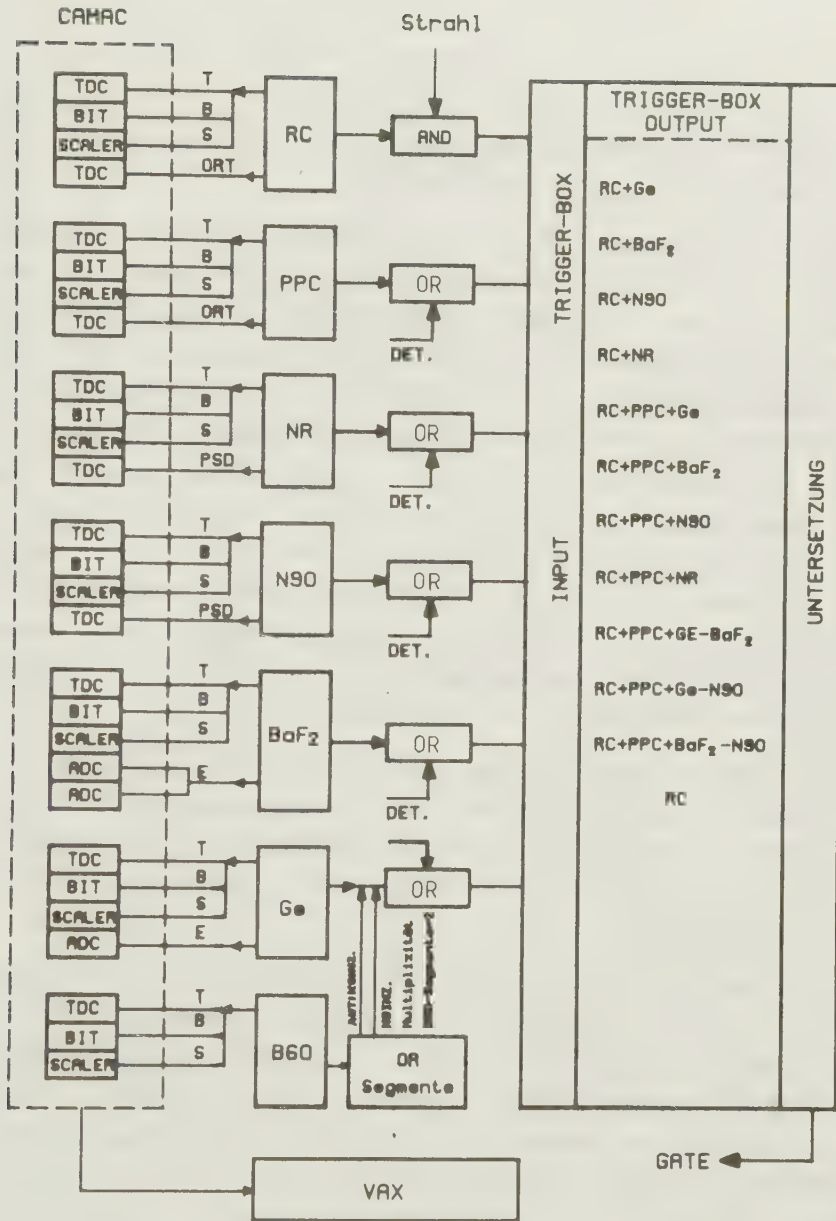


Abbildung 11: Vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik. Die einzelnen Detektoren sind mit ihren Symbolen von Abbildung 9 wiedergegeben. Als Eingang für die Trigger-Box diente ein ODER der Detektoren einer jeweiligen Zählerart (Det.). (Weitere Erklärungen siehe Text) (T=Zeitsignal, E=Energiesignal, B=logisches Signal für Bit-Pattern-Einheit, S=logisches Signal für Scaler)

37 nsec. Die Verarbeitung der Energiesignale erfolgte mittels ADC's (Analog-Digital Converter).

Bei der Verarbeitung der BaF_2 -Energiesignale ergaben sich besondere Anforderungen. Das Auftreten zweier unterschiedlicher Komponenten mit unterschiedlichem zeitlichem Verhalten im Signal der BaF_2 -Detektoren ermöglicht eine Differenzierung nach der Art der nachgewiesenen Partikel bzw. γ -Quanten. Dies ergab die Notwendigkeit zur Unterscheidung der beiden Anteile (siehe Kapitel 3.2). Dies geschah durch Verwendung ladungsempfindlicher ADC's, deren Verarbeitung nur unter der Voraussetzung zeitlicher Fensterbedingungen erfolgte. Diese logischen Signale, deren zeitliche Länge die Verarbeitung bestimmten, sollen im folgenden mit Gate bezeichnet werden. Das Energiesignal eines BaF_2 -Detektors wurde mit Hilfe eines Spannungsteilers aufgeteilt. Die Unterscheidung der beiden Komponenten geschah folglich durch Verwendung zeitlich unterschiedlicher Gate-Bedingungen, entsprechend der beiden Signalkomponenten, auf die aufgeteilten Hauptverstärkersignale.

Zur Identifikation des Zählertyps sowie der einzelnen Detektoren und zur Vereinfachung der späteren Analyse wurde ein logisches Signal für jeden verwendeten Detektor erstellt. Dadurch wurde ein Bit in einer Bit-Pattern Einheit gesetzt, welches vom Rechner ausgelesen wurde und die Auslese sowie Weiterverarbeitung bestimmte.

Die Datenaufnahme erfolgte durch eine Vax-8600 unter Benutzung des bei der GSI in Darmstadt entwickelten Datenaufnahmesystems GOOSY [GOO88]. Dieses sehr modular aufgebaute System bietet eine Reihe von Vorteilen gegenüber den bisher verwendeten Systemen. Einer dieser Aspekte liegt neben seiner Variabilität unter anderem in der selektiven Verarbeitung von relevanten Ereignissen bei Versuchsaufbauten hoher Komplexität. Über die Verwendung eines programmierbaren J11-Auxiliary-Crate-Controllers in jedem CAMAC-Crate kann neben der Sichtung der ansprechenden Detektoren auch eine intelligente, parallele Vorverarbeitung der Daten für jedes Crate erfolgen. Dies bedeutet, daß bei Eintreffen eines gewünschten Ereignisses nur die auch hierfür notwendigen Einheiten verarbeitet werden. Dadurch wird die Anzahl der Parameter für den Datentransfer stark herabgesetzt. Außerdem bedeutet die parallele Abarbeitung für jedes einzelne Crate eine Reduzierung der Auslesezeit besonders für komplexe Experimente. Dies ermöglicht demzufolge eine höhere Verarbeitungsrate von Ereignissen und darüber eine bessere Auslastung des Versuchsaufbaus.

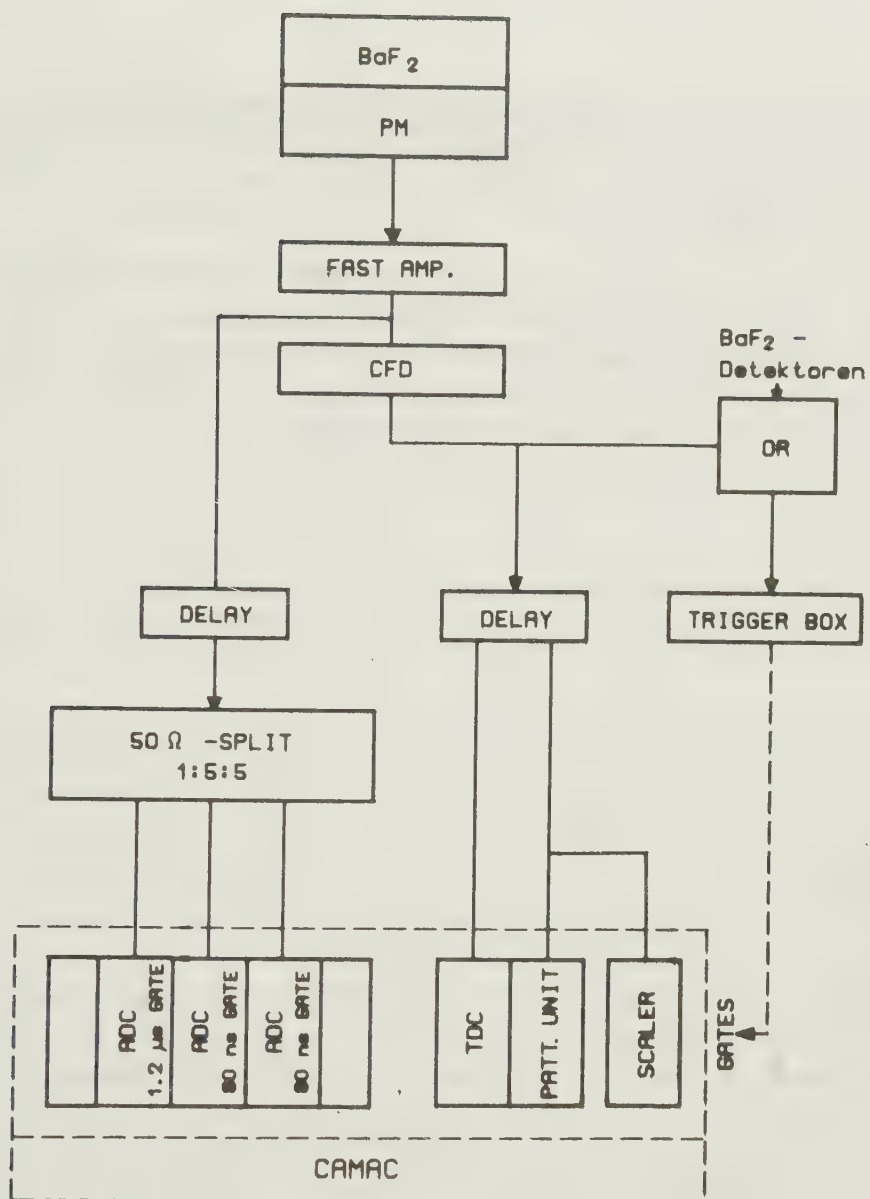


Abbildung 12: Skizze der BaF₂-Elektronik (PM = Photomultiplier, CFD = Constant-Fraction Diskriminator)

Die maximale Anzahl der zu verarbeitenden experimentellen Größen belief sich auf 170. Dies hatte eine Limitierung der Verarbeitungsrate von im Durchschnitt ca. 300 Ereignissen pro Sekunde bei einer mittleren Parameteranzahl von 100 zur Folge.

Neben der Online-Analyse, die zur Kontrolle des Experimentablaufs diente, wurden die einzelnen registrierten Ereignisse auf Magnetband geschrieben. Dadurch ist die Durchführung späterer Analysen unter jeweils unterschiedlichen Aspekten möglich. Diese Auswertung erfolgte mit dem hierfür bei der GSI bereitgestellten Programmpaket SATAN [SAT88].

4 Reduktion und Analyse der Daten

4.1 Die Teilchendetektoren und die Selektion quasi-elastischer Prozesse

Die in den vorangegangenen Kapiteln diskutierten Schwierigkeiten bei der Spektroskopie quasielastischer Prozesse durch den hohen Untergrund für zentrale Stöße führt dazu, daß aus dem Nachweissystem der Reaktionspartner eine ausreichende Selektion dieser Prozesse erstellt werden muß. Unter diesen Bedingungen erfolgt dann die Auswertung der Zerfallskanäle in Bezug auf die verschiedenen Aspekte. Der verwendete Begriff "quasielastisch" soll folglich im weiteren über kinematische Kriterien und deren Grenzen definiert werden. Entsprechend ist hierfür der Nachweis von nur zwei Teilchen in den Parallelplattenzählern ein erstes Merkmal.

Betrachtet man sich in Abbildung 10 die theoretisch errechnete Winkel-Winkel-Korrelation für Projektil und rückgestreuten Targetkern für die elastische Streuung, so ist mit zunehmendem Streuwinkel eine immer größere Abweichung hiervon zu erwarten. Dies gilt besonders ab dem Grazingwinkel, der nach Bass [Bas80] berechnet im Laborsystem bei 12.9° liegt. Das Durchdringen beider Kerne für kleinere Stoßparameter als diesen gerade streifenden Stoß, bewirkt einen zunehmenden Massen- und Energieaustausch und damit eine Abweichung von der elastischen Kinematik. Ebenso sind für große Projektilstreuwinkel Reaktionskanäle zu erwarten, die mit höheren Teilchenmultiplizitäten verbunden sind. Eine der Folgen daraus ist, daß man erwarten kann, im Ringzähler nur projektilähnliche Fragmente zu detektieren. Betrachtet man sich z.B. ein Ereignis, für das der Nachweis eines targetähnlichen Fragmentes im ringförmigen Parallelplattenzähler erfolgen würde, so entspräche dies einem minimalen Projektilstreuwinkel von $\vartheta = 47^\circ$. Hierbei handelt es sich um einen sehr dissipativen Stoßprozeß. Dadurch wird jegliche Korrelation, wie sie für die elastische Streuung gelten würde, verlorengehen und es werden höhere Teilchenmultiplizitäten auftreten. Demzufolge kann man erwarten, in dem unter Vorwärtswinkeln positionierten Ringzähler nur gestreute Projektile nachzuweisen, wenn man verlangt, daß nur ein Teilchen detektiert wird. Neben der Gewährleistung einer Koinzidenz des Ereignisses mit dem Strahlpuls durch Setzen einer Fensterbedingung im Zeitspektrum des Ringzählers durfte somit die

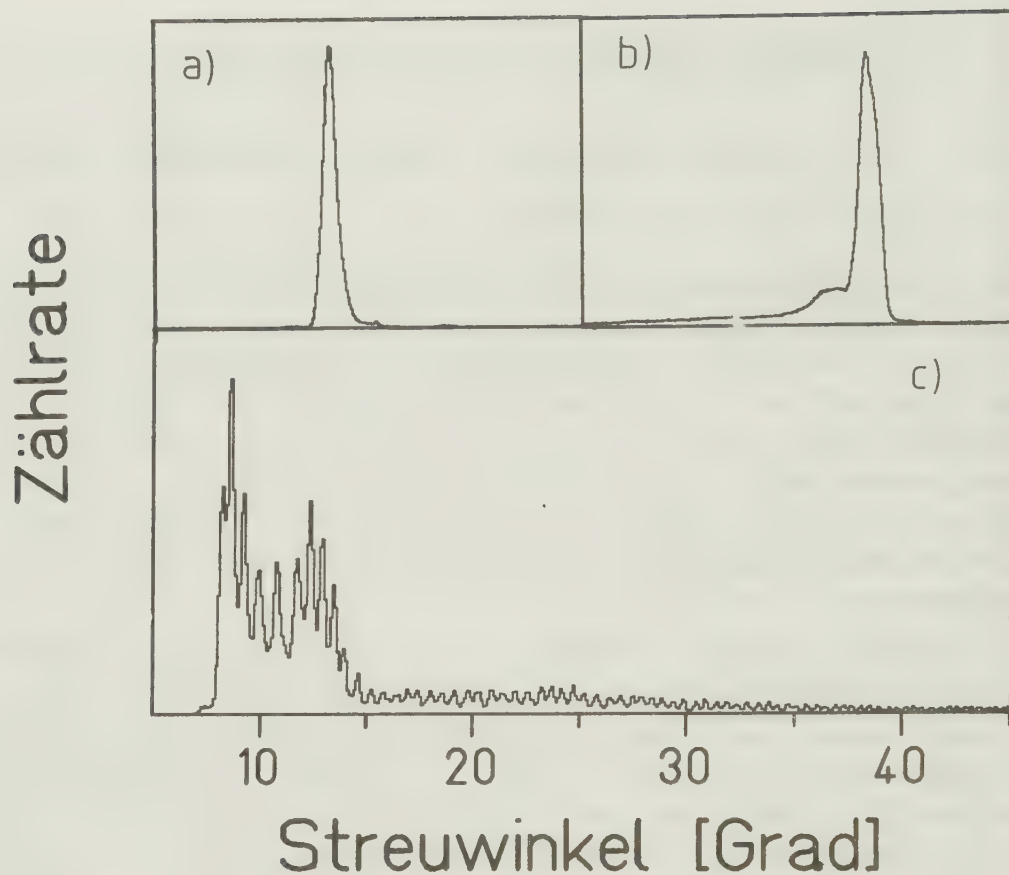


Abbildung 13: Zeitspektrum (a) , Summenspektrum (b) und Ortsspektrum (c) des Ringzählers. Das Summenspektrum entspricht der Summe der zum Zählerrand und zur Zählernitte ausgelesenen Signale. Diese muß bei einem singulären Ereignis im Ringzähler der Gesamtverzögerung der Kathoden-Delayline entsprechen (siehe Text).

Multiplizität der ϕ -Segmente des Ringzählers den Wert eins nicht überschreiten. Um die Möglichkeit eines Doppelereignisses innerhalb eines ϕ -Segments zu unterdrücken, mußte eine weitere Bedingung auf dem Summenspektrum der zur Zählernitte und zum Zählerrand ausgelesenen Signale erfüllt sein. In äquivalenter Weise ist eine weitere Bedingung für quasielastische Ereignisse der Nachweis von gerade einem Partikel (Targetkern) in einem der unter großen

Streuwinkeln stehenden Parallelplattenzählern. Die Argumentation gilt hier in entsprechender Weise. Es ist jedoch zu erwähnen, daß das Auflösungsvermögen bezüglich der Teilchenmultiplizität in diesem Fall durch Segmentierung in vier Zähler gegeben war.

Abbildung 13 zeigt neben den Zeitspektrum und dem Summenspektrum das unter den oben genannten Bedingungen akkumulierte Ortspektrum des Ringzählers.

Eine genaue Analyse der Ortsspektren in Abhängigkeit des ϕ -Winkels ergab, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für kleine Streuwinkel ($\vartheta_{Lab.} \leq 11^\circ$) innerhalb einiger ϕ -Segmente abfiel. Dies hatte seine Ursache in gesputterten Bereichen der Bedampfung der Anodenfolie. Ihre Auswirkung ist gerade für kleine Streuwinkel besonders groß, da die empfindliche Fläche mit abnehmendem radialen Abstand kleiner wird. Eine genaue Analyse der Ortsspektren war dadurch nicht möglich.

Abbildung 14 zeigt die Winkel-Winkel-Korrelation der verschiedenen Teilchenzähler, d.h. entsprechend den oben erwähnten Argumenten im wesentlichen den Projektilstreuwinkel gegenüber dem Winkel des Rückstoßkerns. Wie man daraus erkennen kann, besteht eine starke Korrelation entsprechend der elastischen Kinematik für beide Teilchen. Diese geht verloren für Streuwinkel $\vartheta_{Proj.} \geq 15^\circ$, was aus der Tatsache resultiert, daß die Teilchenmultiplizität größer als zwei ist und diese Ereignisse damit diskriminiert werden. Insbesondere für ^{232}Th , dessen Spaltbarriere mit ca. 7 MeV [How80] sehr niedrig liegt, führt das Auftreten von höherem Energieaustausch zur Spaltung. Abbildung 14b zeigt das entsprechende Spektrum der Winkel-Winkel-Korrelation jedoch unter der Bedingung, daß ein γ -Quant in einem der Germanium-Detektoren nachgewiesen wurde. Dies hat zur Folge, daß Reaktionen, deren Zerfallskanäle mit hohen γ -Multiplizitäten verbunden sind, wie sie für kleine Stoßparameter erwartet werden, stark angehoben werden. Besonders für Projektilstreuwinkel um den Grazingwinkel geht die eindeutige Korrelation mit dem entsprechenden Targetkern verloren. Dies hat in vermehrter Zahl einen Winkel für den Rückstoßkern zur Konsequenz, der nicht mehr mit der elastischen Kinematik übereinstimmt und undefinierter erscheint. Einer der Gründe könnte in der erwähnten Spaltung von ^{232}Th liegen. Außerdem kann es im Bereich des Grazingwinkels durch den Einfluß des attraktiv wirkenden nuklearen Potentials zu einer fokusierenden Wirkung auf die Teilchenbahnen kommen. Eine Überlap-

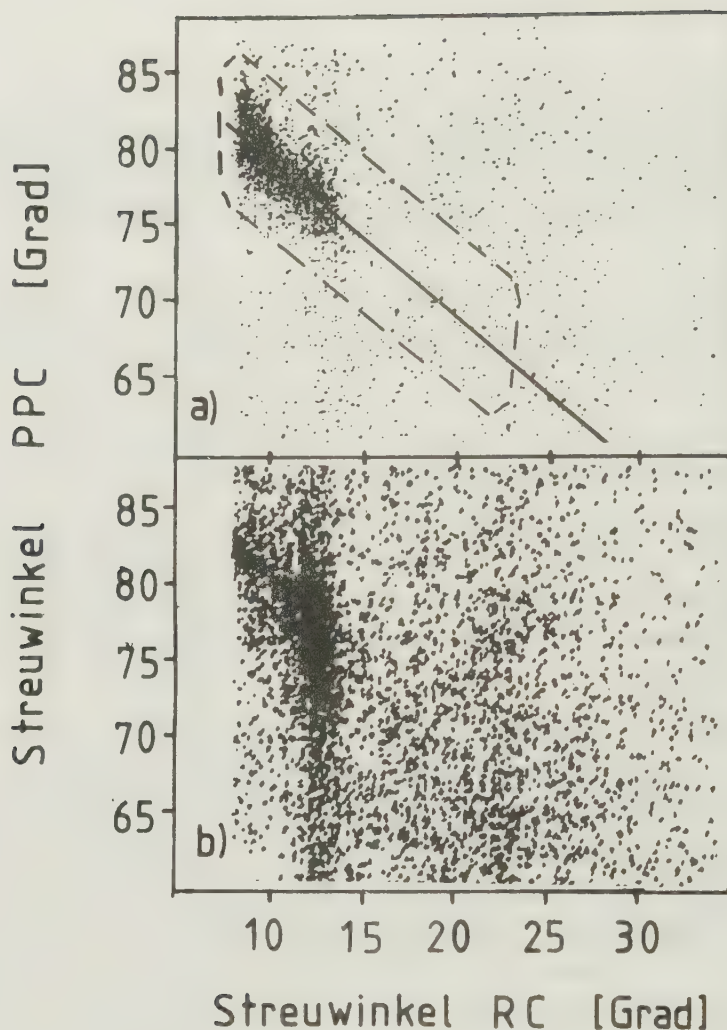


Abbildung 14: Die Darstellung zeigt die Winkel-Winkel-Korrelation, d.h. den gemessenen Winkel im Ringzähler (RC) (Projektil) gegenüber dem gemessenen Winkel in einem der Parallelplattenzähler (PPC) (Targetrückstoßkern). Abbildung a) stellt die Korrelation unter der Bedingung, daß genau zwei Teilchen im Detektorsystem nachgewiesen wurden, dar. Für Abbildung b) wurde zusätzlich der Nachweis eines γ -Quantes verlangt. Die durchgezogene Linie in a) entspricht der gerechneten elastischen Kinematik, und die gestrichelte Linie kennzeichnet die zweidimensionale Polygonbedingung unter der die Analyse der Zerfallskanäle durchgeführt wurde.

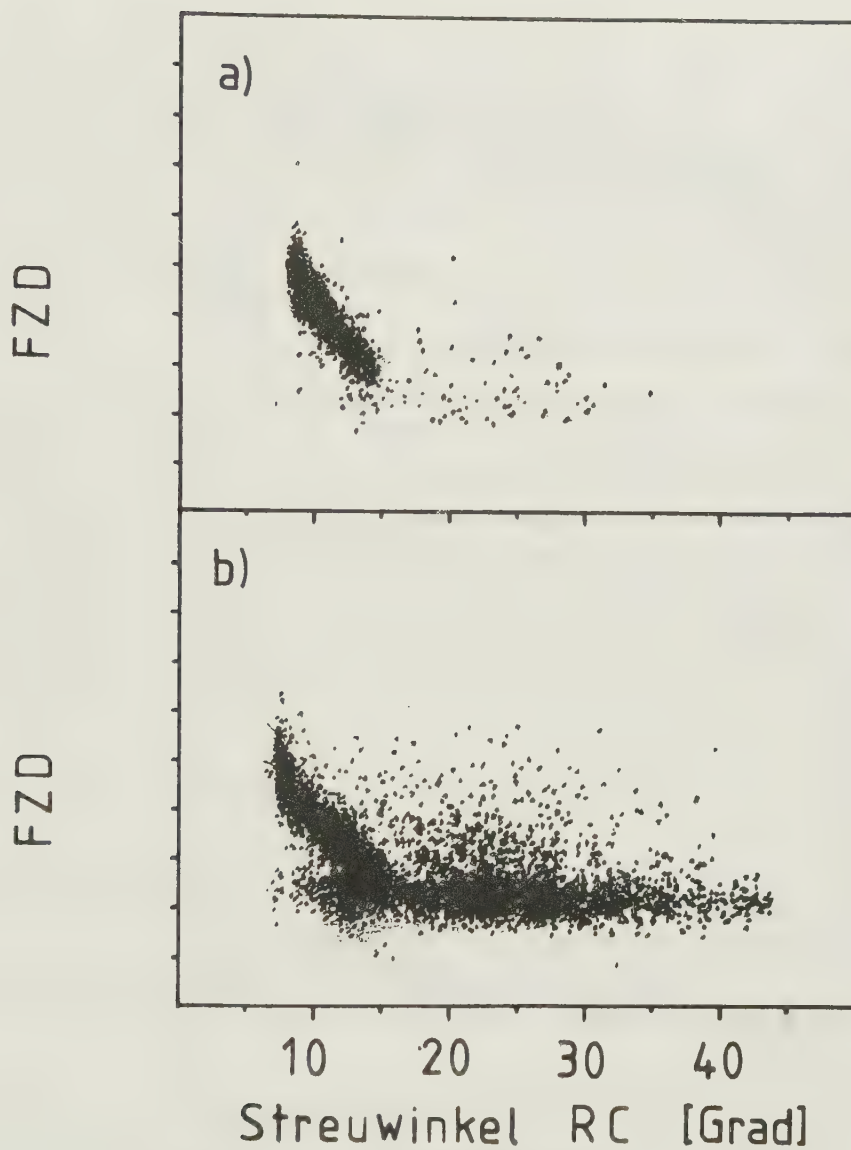


Abbildung 15: Korrelation des gemessenen Streuwinkels im Ringzähler gegenüber der Flugzeitdifferenz (FZD) zwischen beiden nachgewiesenen Teilchen. Die unterschiedlichen Darstellungen a) und b) entsprechen den in Abbildung 14 gezeigten Bedingungen.

pung mit dissipativen Reaktionen bei gleichen Streuwinkeln ist die Folge.

Die gleiche Struktur zeigt sich bei Betrachtung der Beziehung des Projektilstreuwinkels gegenüber der Flugzeitdifferenz beider Teilchen (Abb. 15). Wie schon in Abbildung 14 dargestellt, so geht auch hier die Beziehung entsprechend der elastischen Streuung ab dem Grazingwinkel verloren. Abbildung 15b zeigt, ebenso wie Abb. 14b, die Anhebung von Reaktionen, die mit einer höheren γ -Multiplizität verbunden sind. Diese haben den Nachweis schneller Teilchen in den Parallelplattenzählern zur Folge.

Die diskutierten Korrelationen bei Verlangen eines γ -Nachweises zeigen gerade, daß bei der Spektroskopie von Zerfallskanälen die Selektion quasielastischer Prozesse notwendig ist. Dies wurde, wie in Abbildung 14 dargestellt ist, durch Setzen einer zweidimensionalen polygonen Fensterbedingung realisiert. Alle weiteren Analysen und die Akkumulation der Spektren für die Zerfallskanäle wurden unter diesen Bedingungen durchgeführt. Um die Effektivität dieser Selektion darzustellen, soll hier der Einfluß der unterschiedlichen Bedingungen auf die gemessenen Germanium-Spektren demonstriert werden. Abbildung 16 zeigt die γ -Zerfallsspektren unter den folgenden Konditionen:

- Spektrum ohne Abfrage der Teilchenmultiplizität und kinematische Korrelationen;
- Spektrum unter der Bedingung der Teilchenmultiplizität eins im Ringzähler und entsprechend in den Targetdetektoren;
- Spektrum unter Abfrage der Winkel-Winkel-Korrelation aus Abbildung 14.

Die Spektren umfassen jeweils den gesamten Winkelbereich und demonstrieren die Durchführbarkeit hochauflösender γ -spektroskopischer Methoden bei hohen Einschußenergien. Entsprechend zu Experimenten unterhalb der Coulombbarriere ist auch hier die Beobachtung diskreter Übergänge möglich. Eine ausführliche Diskussion der beobachteten Linien erfolgt im Detail in Kapitel 4.3. Das Peak/Untergrund-Verhältnis verändert sich von Bedingung a nach b um den Faktor 3 und entsprechend von Bedingung b nach c um einen weiteren Faktor von 3 für die niederenergetischen Übergänge im ^{232}Th . Geht man von der Tatsache aus, daß der Reaktionswirkungsquerschnitt bereits 70%

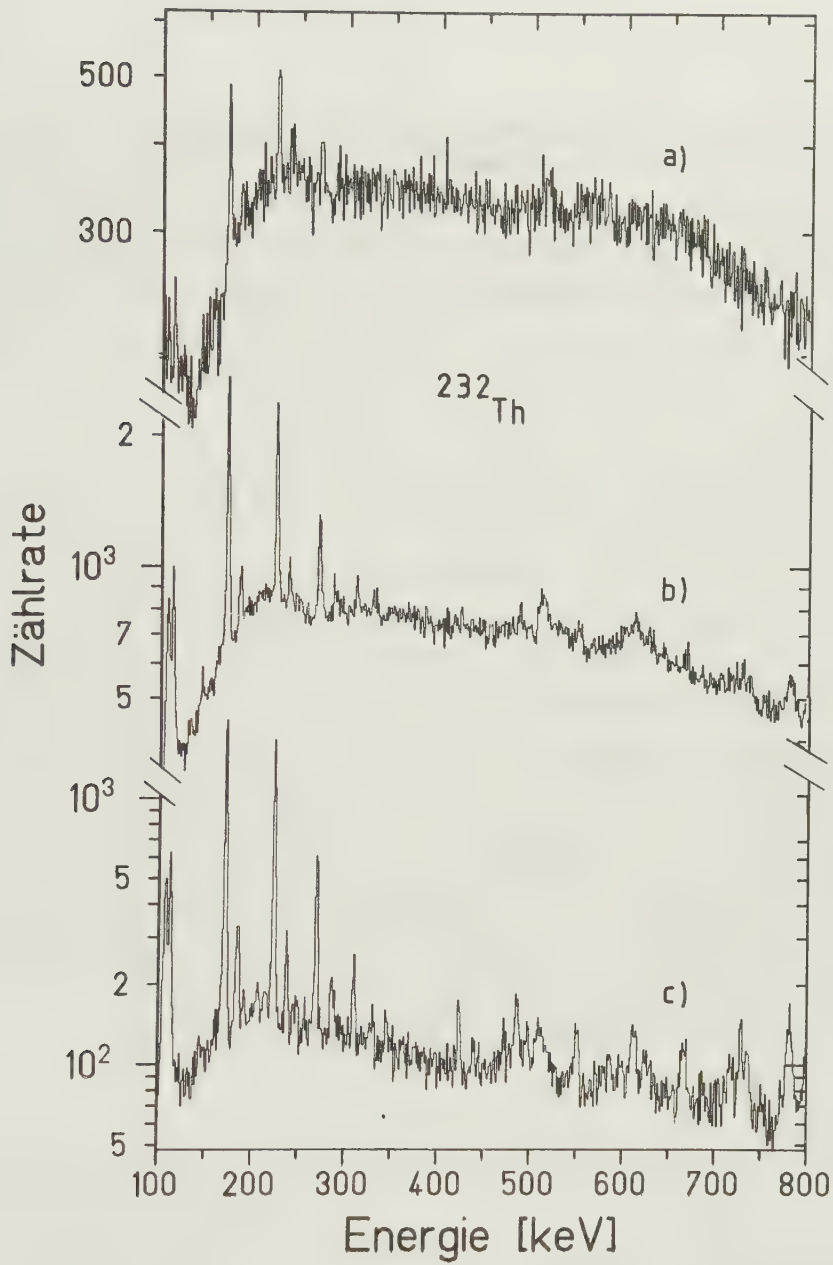


Abbildung 16: Germanium-Spektren unter verschiedenen Bedingungen zur Selektion quasielastischer Prozesse (siehe Text) im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Die Abbildung demonstriert die Durchführbarkeit γ -spektroskopischer Untersuchungen bei hohen Einschußenergien.

des geometrischen Wirkungsquerschnitts beträgt, so ist zu bemerken, daß die Spektroskopie nach peripheren Stößen bei relativistischen Einschußenergien von etwa 1 GeV/u, wie sie zB. am SIS in Darmstadt zur Verfügung stehen werden, durchführbar erscheint. Die Probleme in Bezug auf den hohen Untergrund für zentrale Stöße werden in diesem Fall nicht prinzipiell verschieden sein.

Für die weitere Analyse ist es sinnvoll, eine Abschätzung für die Grenzen der zweidimensionalen Fensterbedingungen zu geben. Zu diesem Zweck wurden kinematische Rechnungen durchgeführt. Dabei wurde der Einfluß von unterschiedlichen Anregungsenergien, verschiedenem Massentransfer und unterschiedlicher Neutronenabdampfung getestet. Da die einzelnen Bedingungen sich gegenseitig beeinflussen, kann nur eine grobe Abschätzung für die Grenzen, die durch die Polygonbedingungen gegeben sind, geliefert werden. Es zeigte sich, daß Reaktionen mit einer Anregungsenergie von bis zu 100 MeV, einem Massentransfer von bis zu ca. 6 Einheiten und ebenso die Abdampfung von bis zu 12 Masseneinheiten durch die Abfrage abgedeckt werden können.

Es ist noch zu erwähnen, daß eine vollständige Analyse der Massen und totalen kinetischen Energie aus der Verbindung der kinematischen Bedingungen von Flugzeit und Streuwinkel nicht durchgeführt werden konnte. Die Ursache hierfür lag in der schlechten Zeitstruktur des Strahls, die nicht unter 1-2 nsec gebracht werden konnte. In Verbindung mit den geringen Flugstrecken, die durch die Kompaktheit des experimentellen Aufbaus gegeben waren, ergab sich eine minimale Massenauflösung von $\Delta m = 50u$ und lag somit unterhalb der durch die Winkel-Winkel-Korrelationen erfaßten Grenzen.

4.2 Der Neutronen-Veto-Zähler

Entsprechend der Motivation zum Einsatz des Neutronen-Veto-Zählers konzentrierte sich die Analyse in Bezug auf diesen Detektor auf die Wirksamkeit der Vetofunktion. Im folgenden soll auf die wichtigsten Punkte eingegangen werden. Eine detaillierte Beschreibung der Auswertung findet sich bei Rudolph [Rud87].

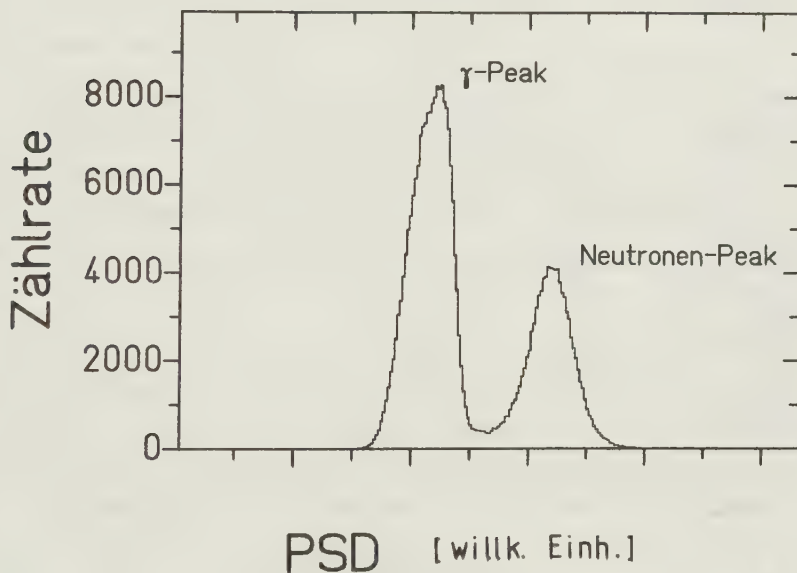


Abbildung 17: PSD-Spektrum des Neutronen-Veto-Zählers, das mit einer Pu-C-Quelle aufgenommen wurde.

Für alle weiterführenden Untersuchungen war es notwendig sicherzustellen, daß es sich bei den nachgewiesenen Partikeln um Neutronen handelt. Dies erfolgte über das PSD-Signal, das ein Maß für die Abklingzeiten der Detektorimpulse darstellt. Abbildung 17 zeigt das PSD-Spektrum, das mit einer Pu-C-Quelle aufgenommen wurde. Es sind, entsprechend den unterschiedlichen Abklingzeiten für Neutronen und Gammas, zwei Verteilungen im Spektrum zu beobachten. Als Maß für die Güte der PSD wird das Verhältnis von der

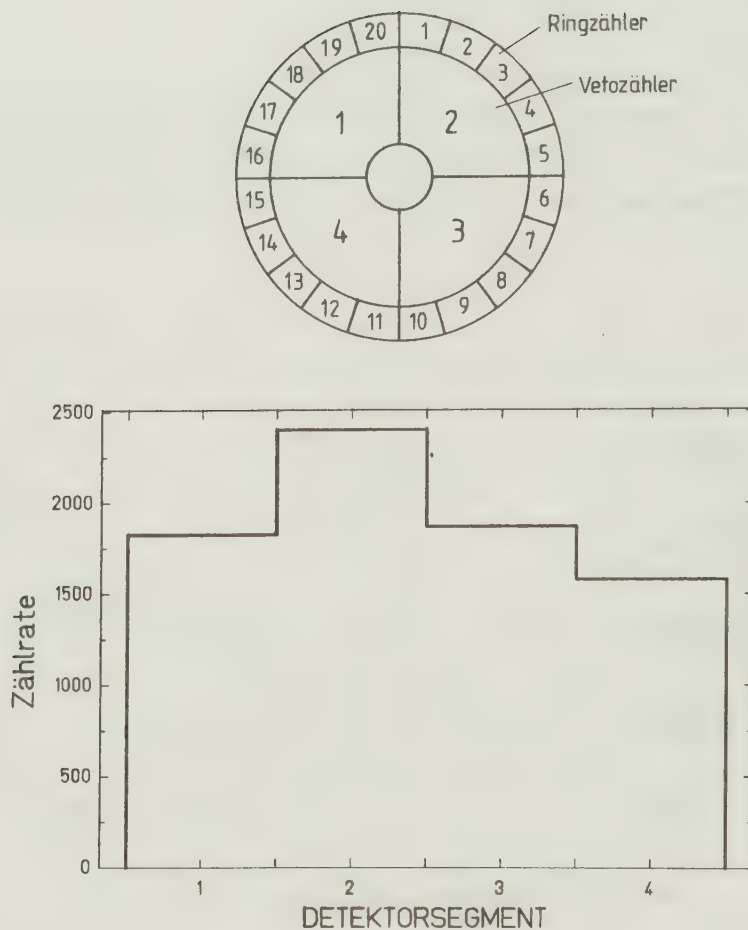


Abbildung 18: Die Abbildung zeigt die Korrelation zwischen Neutronenemissionsrichtung und dem Azimutwinkel des gestreuten Projektils. Es ist die Anzahl der nachgewiesenen Neutronen in den einzelnen Segmenten 1-4 des Neutronen-Veto-Zählers unter der Bedingung dargestellt, daß ein Teilchen im ϕ -Segment Nummer 3 des Ringzählers nachgewiesen wurde.

Höhe des Neutronen-Peaks zum Tal definiert. Die PSD-Güte für den Detektor beträgt 10 bei einer Energieschwelle entsprechend der Comptonkante einer ^{137}Cs -Quelle. Die Güte der Trennung wurde bei der Auswertung der experimentellen Daten durch Setzen einer zweidimensionalen Fensterbedingung auf die Korrelation Flugzeit des nachgewiesenen Teilchens gegenüber dem PSD-Signal (siehe Kapitel 4.4) erhöht. Dadurch ist eine fast hundertprozentige Unterscheidung möglich. Die untere Nachweisgrenze bezüglich der Energie ist durch die Diskriminatorschwelle im CFD gegeben. Über die Eichung mit γ -Quellen und der Betrachtung des Energieäquivalents zur Neutronenenergie aus empirischen hergeleiteten Beziehungen [Mas70] ergibt sich eine minimale Nachweisgrenze für Neutronen mit einer Energie von 3 MeV.

Die Betrachtungen zur Konzeption des Detektors gingen von einer starken Verbindung höherer Neutronenmultiplizitäten mit Reaktionen bei kleinen Stoßparametern aus. Hierbei erfolgt für einen Teil der Neutronen eine Emission, die mit der Projektilbewegung korreliert ist. Dadurch ergibt sich für diese Neutronen im Laborsystem ein enger Emissionskegel um den Projektilstreuwinkel.

Abbildung 18 zeigt die Verbindung von Neutronenemissionsrichtung zur Bewegungsrichtung des gestreuten Teilchens. Unter der Bedingung, daß der Nachweis des Projektils unter einem bestimmten ϕ -Winkel erfolgt, wurde der Neutronennachweis in den verschiedenen Neutronendetektorsegmenten betrachtet. Es zeigt sich eine Überhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit im entsprechenden Teilsegment von ca. 41%. Unter Berücksichtigung der Effizienz der Zähler und der Tatsache, daß ein Segment des Veto-Detektors nur einen Teilbereich des Emissionsraumwinkels der Neutronen abdeckt ist festzustellen, daß eine Korrelation zwischen der Projektilrichtung und der Neutronenemission gegeben ist.

Als nächstes soll die Ansprechmultiplizität des Detektors in Abhängigkeit des Streuwinkels betrachtet werden (Abbildung 19). Entsprechend der Granularität des Zählers kann diese den Wert 4 nicht überschreiten. Wichtig ist es dabei zu berücksichtigen, daß bei der geringen Nachweiseffizienz von $\approx 28\%$ eine hohe Neutronenmultiplizität notwendig ist, damit eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit erreicht wird. Abbildung 19 zeigt ein starkes Ansteigen der nachgewiesenen Multiplizität im Bereich um den Grazingwinkel. Dies entspricht der Vorstellung über die Zunahme der Neutronenmultiplizität mit kleiner wer-

dendem Stoßparameter. Es ist zu bemerken, daß der Neutronen-Veto-Zähler für $\vartheta > \vartheta_{gr.}$ in bis zu 60% aller Ereignisse anspricht. Die Wahrscheinlichkeit

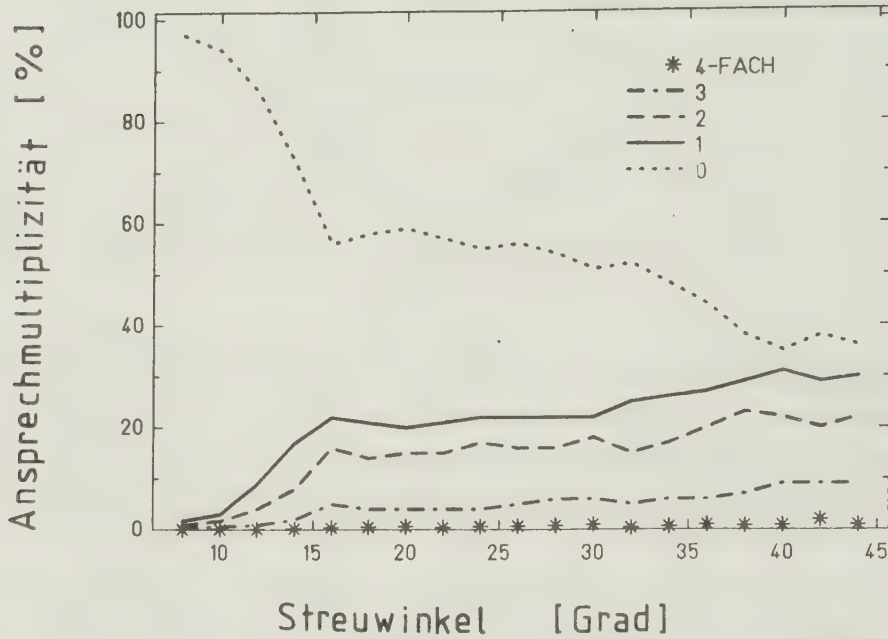


Abbildung 19: Gemessene Detektor-Multiplizität des Neutronen-Veto-Detektors in Abhängigkeit des Projektilstreuwinkels im Laborsystem ($\vartheta_{gr.} = 12.9^\circ$).

einer p-fach Koinzidenz in einem Nachweissystem aus N Detektoren bei einer Multiplizität von M ist gegeben durch [Gra85,Ock78]:

$$W_{Np}(M) = \binom{N}{p} \sum_{n=0}^p \binom{p}{n} (1 - (N - n)\epsilon\Omega \times (1 + f(1 - (N - n)\epsilon\Omega)))^M \quad (30)$$

- N : Anzahl der Detektoren
- p : Grad der gemessenen Multiplizität
- M : Grad der emittierten Multiplizität
- ϵ : Detektorefficiency
- Ω : Raumwinkel eines Detektors
- f : Mehrfachnachweiswahrscheinlichkeit

Hieraus ergibt sich für die gegebene Detektorkonfiguration eine mittlere Multiplizität von 2 für einen Streuwinkelbereich $\vartheta \approx \vartheta_{gr.}$ und eine Multiplizität von 7 für einen Bereich tiefinelastischer Reaktionen ($\vartheta \approx 30^\circ$).

Die bisher beschriebenen Analysen sollten die Sensitivität des Detektors auf die zu unterdrückenden Reaktionen demonstrieren und wurden aus diesem Grund nicht unter der Selektion quasielastischer Prozesse durchgeführt. Entscheidend für die weiteren Auswertungen ist jedoch die Wirkung des Detektors in seiner Vetofunktion, d.h. inwieweit es zur Unterdrückung des hohen Untergrundes in den Zerfallsspektren nach peripheren Stößen kommt. Als Maß hierfür ist unter anderem das Peak/Untergrund-Verhältnis der γ -Linien in den Germanium-Spektren zu sehen. Für die niederenergetischen Übergänge der Grundzustandsbande im ^{232}Th ergab sich unter Verwendung des Vetodetektors eine Verbesserung dieses Verhältnisses von ca. 15% für einen Streuwinkelbereich von $8^\circ \leq \vartheta \leq 11.5^\circ$ und ca. 25% für einen Bereich um den Grazingwinkel ($11.5^\circ \leq \vartheta \leq 14^\circ$). Hierbei wirkt die Veto-Bedingung sehr selektiv auf den Untergrund in den Spektren. Die Peakinhalte der Übergänge bleiben davon unbeeinflusst. Die am Anfang demonstrierte Sensitivität auf tiefinelastische Prozesse zeigt sich hierbei nicht so stark ausgeprägt, da über die kinematischen Bedingungen bereits eine starke Selektion quasielastischer Prozesse erfolgte (siehe Kap. 4.1), d.h. der Veto-Zähler ist in diesem Fall als zusätzliches Instrument zur Unterdrückung des Untergrundes zu sehen.

4.3 Die Germanium-Detektoren mit Compton-Unterdrückung

Die Akkumulation der γ -Spektren aus dem Experiment geschah unter den kinematischen Bedingungen, die in Abschnitt 4.1 beschrieben wurden, um die Zerfallskanäle nach quasielastischen Prozessen zu studieren.

Die Eichung der Germanium-Detektoren erfolgte über Mehrlinien-Quellen. Um den gesamten Energiebereich bis oberhalb von 4 MeV abzudecken, wurde neben ^{152}Eu zusätzlich ^{56}Co , dessen höchste Übergänge im Bereich bis 3.5 MeV liegen, verwendet. Bei der Eichung zeigten sich geringe Abweichungen von der Linearität der ADC's. Diese wurden durch Anpassung eines Polynoms zweiter Ordnung ausgeglichen. Bei der Bestimmung der γ -Energien ist noch ein weiterer Aspekt zu beachten. Die Übergangsenergien in den Spektren sind aufgrund der hohen Geschwindigkeit der emittierenden Teilchen dopplerverschoben. Die Veränderung der γ -Energie durch den Dopplereffekt ist gegeben durch [Fey63,Sch72]

$$E_{\gamma} = E_{\gamma 0} \frac{(1 - v_p^2)^{\frac{1}{2}}}{1 - v_p \cos \theta_{\gamma p}} \quad . \quad (31)$$

Hierbei ist v_p die Geschwindigkeit der emittierenden Partikel in Einheiten von c und $\theta_{\gamma p}$ der Relativwinkel zwischen Teilchen- und γ -Emissionsrichtung. $E_{\gamma 0}$ entspricht dabei der tatsächlichen γ -Energie und E_{γ} der gemessenen. Die Größe der Verschiebung liegt für das Projektil im Mittel bei ca. 18% und für den Rückstoßkern bei ca. 3% . Die Akkumulation über einen größeren Winkelbereich und die dabei auftretende Variation der Dopplerverschiebung hat eine starke Verbreiterung der Peakstrukturen zur Folge. Dies macht deutlich, daß eine Korrektur zur Interpretation und sinnvollen Auswertung der Germanium-Spektren notwendig ist.

Durch die gegebene Ortsempfindlichkeit der Teilchendetektoren ist aus der Kenntnis der Winkel und der Geschwindigkeit ein Ausgleich der Verschiebung möglich. Es ergaben sich jedoch bezüglich der erzielten Energieauflösung der Linien keine befriedigenden Ergebnisse. Die Ursachen hierfür lagen in den Grenzen der Ortsauflösung der Teilchenzähler und der Bestimmung der genauen Position der Germanium-Detektoren. Aus diesem Grund wurde die Dopplerverschiebung experimentell aus der Kenntnis der Übergangsenergien im ^{232}Th be-

stimmt. Die Analyse bezog sich auf die Übergänge $6^+ \rightarrow 4^+$, $8^+ \rightarrow 6^+$, $10^+ \rightarrow 8^+$ der Grundzustandsrotationsbande und erfolgte in Schritten von $\Delta\phi = 18^\circ$, was der Unterteilung der Anodenfolie entspricht. Hierzu ist zu bemerken, daß im vorliegenden Fall ϕ die im wesentlichen bestimmende Größe des Relativwinkels $\theta_{\gamma p}$ ist. Der Winkel ϑ ändert sich hierbei für den gesamten Bereich peripherer Stöße nur geringfügig. Die über die experimentell bestimmte Dopplerverschiebung erzielte Auflösung der Linien lag bei ca. 3 keV, bei einer γ -Energie im Bereich bis 800 keV.

Abbildung 20 zeigt das dopplerkorrigierte Summenspektrum der drei Germanium-Detektoren über den gesamten Streuwinkelbereich. Es sind alle Übergänge der Grundzustandsrotationsbande bis zu einem Spin von $14\hbar$ zu beobachten. Damit zeigt sich eine Bestätigung der in Kap. 2.1 gelieferten Abschätzung für den maximal angeregten Spin über multiple Coulombanregung. Dies bedeutet, daß durch die verminderte Wechselwirkungszeit die Anregungsstärken von Hochspinzuständen über multiple Prozesse im Verhältnis zu Experimenten mit einer Einschußenergie unterhalb der Coulombbarriere herabgesetzt wird. Neben den Übergängen der Grundzustandsbande sind weiterhin im Spektrum alle aus Coulombanregungsexperimenten [Ger82, Ger83] bekannten Übergänge von Vibrationsseitenbanden zur Grundzustandsrotationsbande zu beobachten. Es handelt sich um Zerfälle aus Zuständen der γ -, β - und Oktupolbanden. Viele der entsprechenden Linien bilden aufgrund der geringen Energieunterschiede der Übergänge Multipletts. Zur besseren Übersicht ist in Abb. 21 das Niveauschema von ^{232}Th dargestellt [Kor87].

Neben der Anregung von ^{232}Th sind weiterhin Übergänge der Grundzustandsbande im ^{230}Th bis zum $12^+ \rightarrow 10^+$ mit großer Intensität zu beobachten. Ebenso ist der $5/2^- \rightarrow 7/2^+$ bei 144 keV und der $7/2^- \rightarrow 5/2^+$ bei 205 keV im ^{231}Th sowie der $6^+ \rightarrow 4^+$ im ^{228}Th bei 191 keV zu erkennen. Die im niederenergetischen Bereich beobachteten Übergänge entsprechen den K_α und K_β Röntgenlinien in ^{208}Pb und ^{232}Th .

Tab. 1 zeigt die aus dem Summenspektrum extrahierten Energien und γ -Übergangsraten sowie die Zuordnung der Linien zu bereits bekannten Übergängen. Die Bestimmung der Intensitäten der γ -Linien erfolgte durch Integration der Kanalinhalte, wobei der Untergrund vorher abgezogen wurde. Die Festlegung des Untergrundes erfolgte durch Anpassung eines Polynoms bis zur 8. Ordnung durch die Kanalinhalte rechts und links der Peaks. Der Fehler der

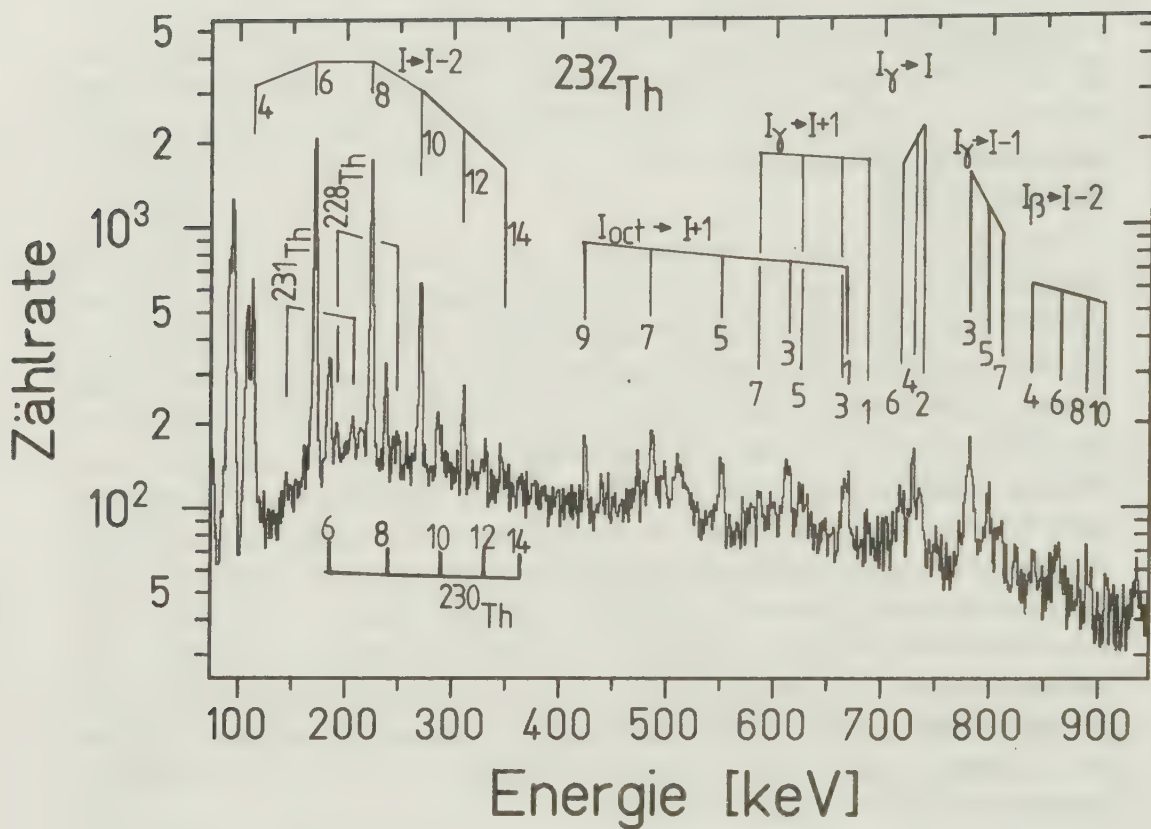


Abbildung 20: Summenspektrum der Germanium-Detektoren für quasielastische Ereignisse im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie von 17 MeV/u. Die Korrektur der Dopplerverschiebung erfolgte in Bezug auf den Targetrückstoßkern (^{232}Th).

Intensitäten wurde entsprechend der statistischen Methoden [Eva55] ermittelt. Die Übergangsraten der statistisch signifikanteren Peaks wurden durch Integration nach Anpassung einer Gaussverteilung bestimmt.

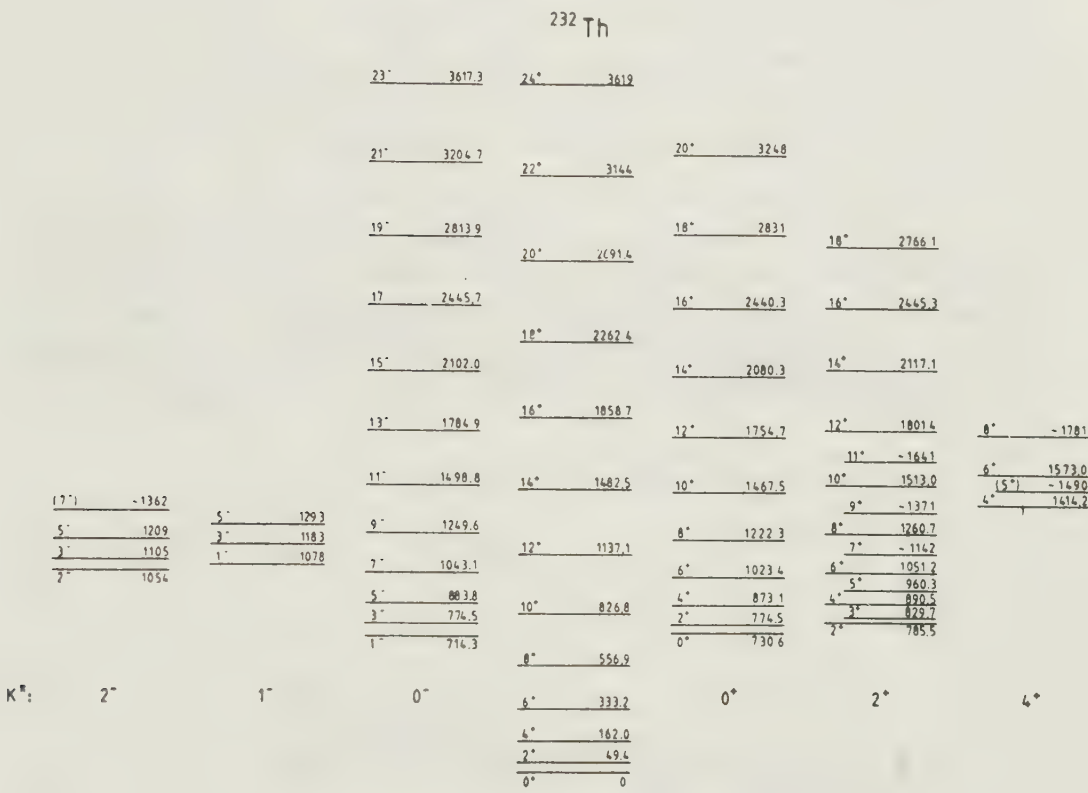


Abbildung 21: Niveau-Schema für ^{232}Th aus [Kor87].

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit der Germanium-Detektoren stark von der Energie der γ -Quanten abhängt, ist eine Korrektur dieser Energieabhängigkeit notwendig. Die Korrekturfaktoren der relativen Photopeak-Efficiency ergaben sich durch Interpolation aus den bekannten Intensitätsverhältnissen geicher Quellen. Um den gesamten Bereich des Energiespektrums abzudecken, ist es nötig, mehrere Quellen zu benutzen. Neben ^{152}Eu , dessen hochenergetischster Übergang bei 1.4 MeV liegt, wurde ^{56}Co zur Überdeckung des

hochenergetischen Bereichs verwendet. Deren Übergangsenergien reichen bis zu einer Energie von 3.5 MeV.

Die Benutzung mehrerer Eichquellen macht eine Anpassung der unterschiedlichen Quellstärken notwendig. Die relative Photopeak-Efficiency ist durch einen exponentiellen Abfall gekennzeichnet. Dies ermöglicht eine Anpassung der Quellstärken mittels eines Least-Square-Fit Verfahrens auf den bekannten funktionellen Zusammenhang. Die Fehler der γ -Intensitäten durch die Efficiency-Korrektur belaufen sich für den niederenergetischen Bereich auf 10% ($E_\gamma < 300\text{keV}$) und für $E_\gamma > 300\text{keV}$ auf weniger als 5%.

Da das akkumulierte Spektrum in Abb. 20 den gesamten Stoßparameterbereich umfaßt, ist es sinnvoll, zur Interpretation der Daten die Streuwinkelabhängigkeit der γ -Übergänge zu betrachten. Hierzu wurden auf den Projektstreuwinkel 4 Fensterbedingungen gesetzt. Die Aufteilung in Winkelbereiche war durch die Statistik in den Spektren limitiert. Die Fensterkonditionen sind im folgenden einzeln aufgeführt und beziehen sich auf das Laborsystem:

1.) $8.0^\circ \leq \vartheta_{proj.} < 10.0^\circ$
2.) $10.0^\circ \leq \vartheta_{proj.} < 12.0^\circ$
3.) $12.0^\circ \leq \vartheta_{proj.} < 14.0^\circ$
4.) $14.0^\circ \leq \vartheta_{proj.} < 20.0^\circ$

Um die physikalischen Prozesse für die einzelnen Streuwinkelbereiche besser zu verstehen, ist es angebracht, die dazu korrelierten Abstände der beiden Kerne zueinander unter der Annahme von Rutherfordtrajektorien zu betrachten. Der Abstand dichtester Annäherung ist definiert als

$$D(\theta_{cm}) = a \cdot \left(1 + \frac{1}{\sin(\frac{\theta_{cm}}{2})}\right) \quad (32)$$

So entsprechen die oben aufgeführten Bereiche 1-4 unterschiedlichen Werten von D.

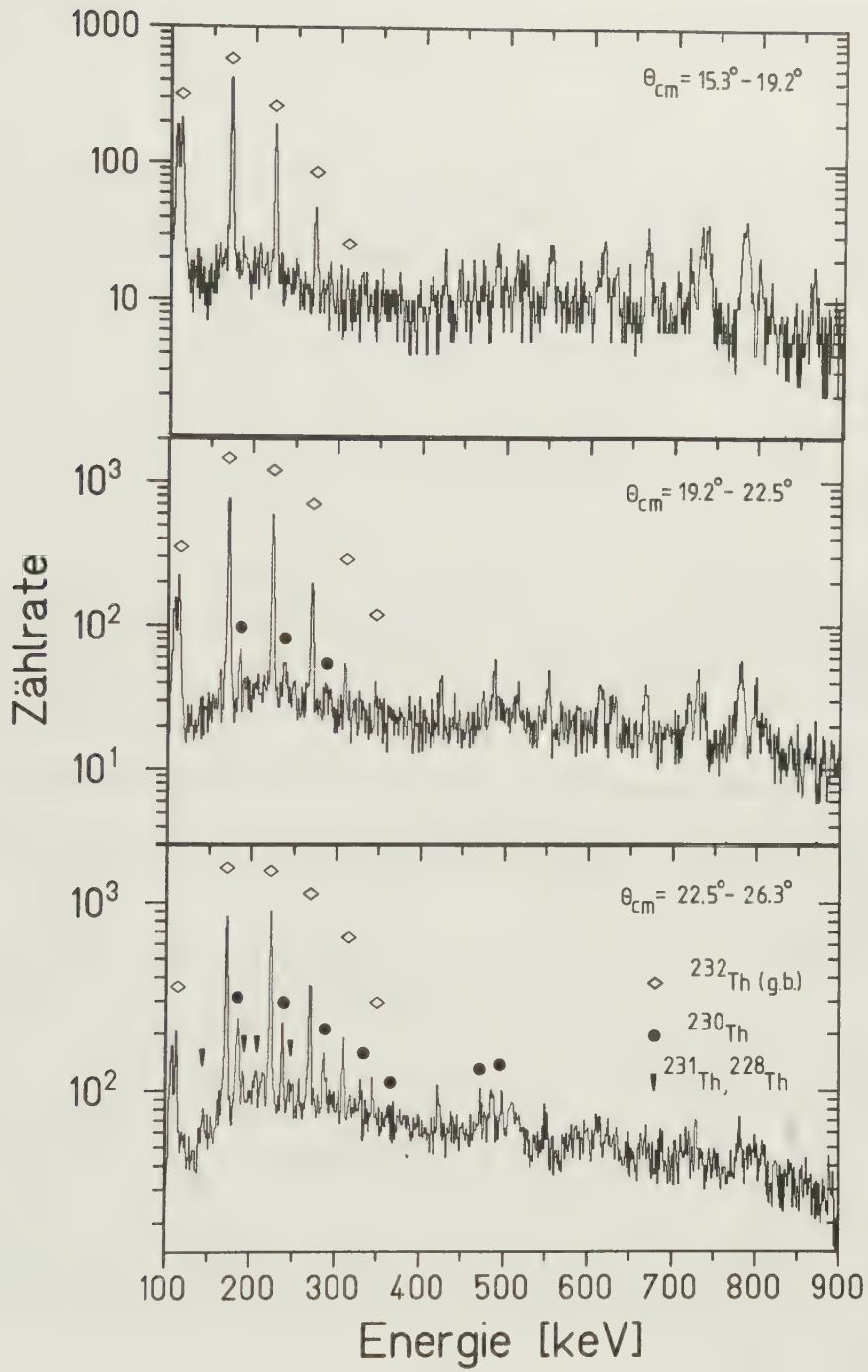


Abbildung 22: Germanium-Spektren nach der Selektion quasielastischer Prozesse für verschiedene Streuwinkelbereiche im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Der Grazingwinkel liegt bei $\theta_{gr.} = 24.4^\circ$, was dem Streuwinkelbereich im unteren Bild entspricht.

1.) $D = 24.1 \text{ fm} - 19.8 \text{ fm}$
2.) $D = 19.8 \text{ fm} - 17.3 \text{ fm}$
3.) $D = 17.3 \text{ fm} - 15.3 \text{ fm}$
4.) $D \leq 15.3 \text{ fm}$

Die Bedingung 1) sollte damit einem Bereich entsprechen, in dem ausschließlich die Coulombwechselwirkung zur Anregung der beobachteten Zustände beiträgt. Dies wird unterstützt durch die Ergebnisse von Eckert [Eck87,Eck88], die im Bereich um 22 fm noch keine Abweichung vom Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung aufweisen. Für den Bereich 2) lassen sich bereits leichte Abweichungen erwarten, wogegen 3) einen weiten Bereich um den Grazingwinkel erfaßt. Im Falle von Fenster 4) liegt eine starke Durchdringung der beiden Kernoberflächen vor. Eine eindeutige Zuordnung zwischen Streuwinkel und Abstand ist nicht mehr möglich.

Abbildung 22 zeigt die in Abhängigkeit des Streuwinkels akkumulierten Spektren. Im Unterschied zum integralen Spektrum sind bei $8^\circ \leq \vartheta_{proj.} < 10^\circ$ neben der inelastischen Anregung im ^{232}Th keinerlei Übergänge in den Nachbarisotopen zu beobachten. Die Anregung der Zustände im ^{230}Th ist eindeutig stoßparameterabhängig. Sie sind nur für den Winkelbereich 3) zu beobachten, wobei sich bereits unter Bedingung 2) Übergänge geringer Intensität zeigen. Das gleiche gilt für die Linien aus ^{231}Th und ^{228}Th . Dies legt die Vermutung nahe, daß es sich hierbei um Neutronen-Transfer handelt. Der Anstieg der Linienintensitäten am Grazingwinkel und damit des Wirkungsquerschnitts ist hierfür ein Indiz. Eine eingehende Diskussion der Ursache dieser Übergänge findet sich in Kap. 5.3.

Die Tabellen 2-4 zeigen die in Abhängigkeit des Streuwinkels bestimmten effizienzkorrigierten relativen Übergangswahrscheinlichkeiten für die Grundzustandsbande (Tab. 2a-2d) und Vibrationsseitenbanden (Tab. 3) im ^{232}Th , die Grundzustandsbande im ^{230}Th und die Übergänge in ^{231}Th und ^{228}Th (Tab. 4a-4c).

Als weitere experimentelle Größe wurde die γ -Emissionswahrscheinlichkeit pro Teilchen bestimmt. Dadurch ist ein besserer Vergleich der experimentellen Daten mit theoretischen Rechnungen möglich. Ebenso ergibt sich dadurch eine Basis für die Diskussion und den Vergleich der verschiedenen Ausgangskanäle. Die auf die quasielastisch gestreuten Teilchen normierten γ -Intensitäten sind in den Tabellen mit $P_{\text{exp.}} = I_{\gamma}/I_{\text{part.(q.e.)}}$ aufgeführt. Die Erstellung dieser Größe erfordert die Kenntnis der absoluten Efficiency der Germanium-Detektoren und deren Raumwinkel. Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit erfolgte unter Benutzung einer ^{60}Co -Eichquelle. Die Auswertung der γ - γ -Koinzidenzraten der γ -Kaskade im ^{60}Co zwischen zwei Detektoren liefert die absolute Efficiency der Zähler bei 1.1 MeV bzw. 1.3 MeV. Bei gleichzeitiger Bestimmung des Verhältnisses der Peakintensität zur gesamten Nachweisrate ist eine Deduktion der totalen Photopeak-Efficiency möglich. Zu berücksichtigen ist weiterhin die Winkel-Winkel-Korrelation zwischen beiden γ -Quanten der ^{60}Co -Quelle [Sie68].

Die Normierungsfaktoren für die γ -Emissionswahrscheinlichkeit ergeben sich durch Summation der Teilchenzählraten über die entsprechenden Streuwinkelbereiche. Hierzu wurde der im Aufbau der Elektronik dafür vorgesehene Teilchentrigger, der durch keine weiteren Koinzidenzanforderungen gekennzeichnet ist, verwendet. Unter Kenntnis der Untersetzungsfaktoren für diesen Trigger war somit eine Bestimmung der Teilchenzählraten möglich.

Tabelle 1: γ -Übergänge im ^{232}Th bei einem Teilchenstreuwinkelbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 37.6^\circ$ im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Die Dopplershiftkorrektur erfolgte in Bezug auf den Rückstoßkern. Die relativen γ -Intensitäten beziehen sich auf den $8^+ \rightarrow 6^+$ der Grundzustandsrotationsbande.

Energie	$I_{rel.}$	Zuordnung	
73.9 keV		K_α	^{208}Pb
90.2 keV		K_α	
93.9 keV		K_α	
107.4 keV		K_β	
112.7 keV	897 (93)	c $4^+ \rightarrow 2^+$	
127.7 keV	15 (10)	$(4^+ \rightarrow 2^+$	$^{228}\text{Th})$
144.4 keV	24 (10)	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	^{231}Th
160.9 keV	30 (10)		
171.1 keV	1387 (141)	$6^+ \rightarrow 4^+$	
184.5 keV	211 (24)	$6^+ \rightarrow 4^+$	^{230}Th
		$5/2^- \rightarrow 5/2^+$	^{231}Th
191.6 keV	52 (13)	$6^+ \rightarrow 4^+$	^{228}Th
206.2 keV	64 (13)	$7/2^- \rightarrow 5/2^+$	^{231}Th
		$9^- \rightarrow 7^-$	
214.7 keV	41 (12)	c	
223.6 keV	1000 (102)	$8^+ \rightarrow 6^+$	
237.6 keV	122 (17)	$8^+ \rightarrow 6^+$	^{230}Th
245.7 keV	46 (10)	c $8^+ \rightarrow 6^+$	^{228}Th
257.5 keV	25 (15)		
269.7 keV	415 (44)	$10^+ \rightarrow 8^+$	
286.3 keV	86 (13)	$10^+ \rightarrow 8^+$	^{230}Th
304.4 keV	14 (10)		
310.2 keV	107 (17)	$12^+ \rightarrow 10^+$	
327.3 keV	26 (11)	c $12^+ \rightarrow 10^+$	^{230}Th
345.4 keV	36 (11)	$14^+ \rightarrow 12^+$	
423.7 keV	99 (13)	$9^- \rightarrow 10^+$	
439.3 keV	59 (13)		

Fortsetzung Tabelle 1:

Energie	$I_{rel.}$	Zuordnung		
445.0 keV	35 (13)			
472.5 keV	62 (00)		$9^- \rightarrow 8^+$	^{230}Th
486.1 keV	165 (18)		$7^- \rightarrow 8^+$	
497.2 keV	78 (13)		$7^- \rightarrow 6^+$	^{230}Th
510.6 keV	156 (19)	c	$5^- \rightarrow 4^+$	^{230}Th
550.7 keV	122 (17)		$5^- \rightarrow 6^+$	
587.0 keV	69 (16)	c	$7_\gamma^+ \rightarrow 8^+$	
612.4 keV	203 (22)		$3^- \rightarrow 4^+$	$, 2_\beta^+ \rightarrow 4^+$
625.9 keV	96 (17)	c	$5_\gamma^+ \rightarrow 6^+$	
666.7 keV	156 (21)		$1^- \rightarrow 2^+$	$, 3_\gamma^+ \rightarrow 4^+$
717.8 keV	126 (20)	c	$6_\gamma^+ \rightarrow 6^+$	$, (1^- \rightarrow 0^+)$
			$(5^- \rightarrow 4^+)$	
728.7 keV	192 (21)	c	$4_\gamma^+ \rightarrow 4^+$	$, 3^- \rightarrow 2^+$
			$2_\beta^+ \rightarrow 2^+$	
735.7 keV	127 (20)	c	$2_\gamma^+ \rightarrow 2^+$	
781.0 keV	342 (29)		$3_\gamma^+ \rightarrow 2^+$	
799.0 keV	186 (21)		$5_\gamma^+ \rightarrow 4^+$	
809.7 keV	130 (20)		$7_\gamma^+ \rightarrow 6^+$	
823.9 keV	51 (14)		$4_\beta^+ \rightarrow 2^+$	
840.6 keV	63 (15)		$4_\gamma^+ \rightarrow 2^+$	
862.8 keV	108 (17)		$6_\beta^+ \rightarrow 4^+$	
889.8 keV	64 (14)		$8_\beta^+ \rightarrow 6^+$	$, 6_\gamma^+ \rightarrow 4^+$
907.8 keV	32 (12)		$10_\beta^+ \rightarrow 8^-$	
935.5 keV	46 (14)			

Fortsetzung Tabelle 1:

Energie	$I_{rel.}$	Zuordnung
1005 keV	60 (16)	$2^{-''} \rightarrow 2^{+}$
1027 keV	58 (14)	c $1^{-'} \rightarrow 2^{+}$
1056 keV	40 (12)	$2^{-'} \rightarrow 2^{+}$
1074 keV	38 (15)	
1135 keV	38 (15)	$3^{-''} \rightarrow 0^{+}$
1173 keV	41 (14)	
1205 keV	44 (15)	
1228 keV	45 (17)	
1305 keV	55 (18)	
1417 keV	56 (18)	

c = Komplexe Struktur

Tabelle 2:

Tabelle 2a: Relative γ -Intensitäten ($I_{rel.}$) und γ -Emissionswahrscheinlichkeiten pro quasielastisch gestreutem Teilchen ($P_{exp.}$) für die Übergänge der Grundzustandsrotationsbande im ^{232}Th ($\theta_\gamma = 140^\circ$) und für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 19.2^\circ$. Die Korrektur der Dopplerverschiebung erfolgte in Bezug auf die Bewegung des Rückstoßkerns.

Übergang	$I_{rel.}$	P_{exp}
$4^+ \rightarrow 2^+$	2443 (295)	$3.53 \cdot 10^{-2}$ ($0.51 \cdot 10^{-2}$)
$6^+ \rightarrow 4^+$	2861 (261)	$4.16 \cdot 10^{-2}$ ($0.42 \cdot 10^{-2}$)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1000 (90)	$1.51 \cdot 10^{-2}$ ($0.15 \cdot 10^{-2}$)
$10^+ \rightarrow 8^+$	251 (50)	$4.01 \cdot 10^{-3}$ ($0.82 \cdot 10^{-3}$)
$12^+ \rightarrow 10^+$	47 (16)	$6.80 \cdot 10^{-4}$ ($2.61 \cdot 10^{-4}$)
$14^+ \rightarrow 12^+$	— —	— —

Tabelle 2b: Wie Tabelle 2a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $19.2^\circ \leq \theta_{CM} \leq 22.5^\circ$.

Übergang	$I_{rel.}$	P_{exp}
$4^+ \rightarrow 2^+$	738 (80)	$4.31 \cdot 10^{-2}$ ($0.59 \cdot 10^{-2}$)
$6^+ \rightarrow 4^+$	1546 (105)	$9.16 \cdot 10^{-2}$ ($0.84 \cdot 10^{-2}$)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1000 (67)	$6.04 \cdot 10^{-2}$ ($0.55 \cdot 10^{-2}$)
$10^+ \rightarrow 8^+$	336 (26)	$2.13 \cdot 10^{-3}$ ($0.21 \cdot 10^{-3}$)
$12^+ \rightarrow 10^+$	64 (11)	$4.43 \cdot 10^{-3}$ ($0.86 \cdot 10^{-3}$)
$14^+ \rightarrow 12^+$	14 (6)	$9.70 \cdot 10^{-4}$ ($3.42 \cdot 10^{-4}$)

Tabelle 2c: Wie Tabelle 2a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $22.5^\circ \leq \theta_{CM} \leq 26.3^\circ$.

Übergang	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$
$4^+ \rightarrow 2^+$	406 (75)	$3.46 \cdot 10^{-2}$ ($0.72 \cdot 10^{-2}$)
$6^+ \rightarrow 4^+$	1117 (79)	$9.65 \cdot 10^{-2}$ ($0.89 \cdot 10^{-2}$)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1000 (70)	$8.72 \cdot 10^{-2}$ ($0.82 \cdot 10^{-2}$)
$10^+ \rightarrow 8^+$	412 (31)	$3.72 \cdot 10^{-2}$ ($0.36 \cdot 10^{-2}$)
$12^+ \rightarrow 10^+$	151 (27)	$1.31 \cdot 10^{-2}$ ($0.25 \cdot 10^{-2}$)
$14^+ \rightarrow 12^+$	15 (5)	$2.87 \cdot 10^{-3}$ ($0.97 \cdot 10^{-3}$)

Tabelle 2d: Wie Tabelle 2a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $26.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 37.6^\circ$.

Übergang	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$
$4^+ \rightarrow 2^+$	- -	- -
$6^+ \rightarrow 4^+$	1306 (506)	$5.02 \cdot 10^{-2}$ ($1.77 \cdot 10^{-2}$)
$8^+ \rightarrow 6^+$	1000 (296)	$3.99 \cdot 10^{-2}$ ($1.03 \cdot 10^{-2}$)
$10^+ \rightarrow 8^+$	579 (190)	$2.39 \cdot 10^{-2}$ ($0.67 \cdot 10^{-2}$)
$12^+ \rightarrow 10^+$	- -	- -
$14^+ \rightarrow 12^+$	- -	- -

Tabelle 3: Relative γ -Intensitäten für die Übergänge aus der Oktupol- und γ -Vibrationsseitenbande in die Grundzustandsbande (^{232}Th) in Abhängigkeit des Streuwinkels.

Übergang	$I_{rel.}$	$I_{rel.}$	$I_{rel.}$
	$\theta_{cm}=15.3^\circ-19.2^\circ$	$\theta_{cm}=19.2^\circ-22.5^\circ$	$\theta_{cm}=22.5^\circ-26.3^\circ$
$1^- \rightarrow 2^+$	422 (59)	116 (25)	91 (21)
$3^- \rightarrow 4^+$	385 (72)	115 (29)	99 (35)
$5^- \rightarrow 6^+$	380 (87)	104 (20)	89 (28)
$7^- \rightarrow 8^+$	272 (75)	138 (21)	100 (37)
$9^- \rightarrow 10^+$	138 (61)	66 (15)	41 (15)
$2_\gamma^+ \rightarrow 2^+$	596 (88)	116 (47)	— —
$3_\gamma^+ \rightarrow 2^+$	693 (254)	230 (72)	126 (41)
$4_\gamma^+ \rightarrow 4^+$	545 (89)	174 (45)	112 (36)
$5_\gamma^+ \rightarrow 4^+$	206 (62)	190 (54)	— —
$6_\gamma^+ \rightarrow 6^+$	274 (84)	111 (25)	91 (21)

Tabelle 4:

Tabelle 4a: Relative γ -Intensitäten ($I_{rel.}$) und γ -Emissionswahrscheinlichkeiten pro quasielastisch gestreutem Teilchen ($P_{exp.}$) für die beobachteten Übergänge in $^{228,230,231}\text{Th}$ ($\theta_\gamma = 140^\circ$) und bei einem Teilchenstreuwinkelbereich von $19.2^\circ \leq \theta_{CM} \leq 22.5^\circ$. Die Korrektur der Dopplerverschiebung erfolgte in Bezug auf die Bewegung des Rückstoßkerns.

Isotop	Übergang	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$
^{230}Th	$6^+ \rightarrow 4^+$	98 (22)	$5.6 \cdot 10^{-3}$ ($1.3 \cdot 10^{-3}$)
^{230}Th	$8^+ \rightarrow 6^+$	89 (22)	$5.9 \cdot 10^{-3}$ ($1.1 \cdot 10^{-3}$)

Tabelle 4b: Wie Tabelle 4a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $22.5^\circ \leq \theta_{CM} \leq 26.3^\circ$.

Isotop	Übergang	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$
^{230}Th	$6^+ \rightarrow 4^+$	352 (37)	$3.4 \cdot 10^{-2}$ ($0.4 \cdot 10^{-2}$)
^{230}Th	$8^+ \rightarrow 6^+$	166 (25)	$1.6 \cdot 10^{-2}$ ($0.4 \cdot 10^{-2}$)
^{230}Th	$10^+ \rightarrow 8^+$	119 (21)	$1.0 \cdot 10^{-2}$ ($0.3 \cdot 10^{-2}$)
^{230}Th	$12^+ \rightarrow 10^+$	68 (15)	$5.5 \cdot 10^{-3}$ ($1.8 \cdot 10^{-3}$)
^{228}Th	$6^+ \rightarrow 4^+$	34 (11)	$1.9 \cdot 10^{-3}$ ($1.0 \cdot 10^{-3}$)
^{231}Th	$5/2^- \rightarrow 7/2^+$	69 (33)	$4.0 \cdot 10^{-3}$ ($1.9 \cdot 10^{-3}$)

Tabelle 4c: Wie Tabelle 4a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $26.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 37.6^\circ$.

Isotop	Übergang	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$
^{230}Th	$6^+ \rightarrow 4^+$	1035 (380)	$4.1 \cdot 10^{-2}$ ($1.1 \cdot 10^{-2}$)
^{230}Th	$8^+ \rightarrow 6^+$	440 (183)	$1.9 \cdot 10^{-2}$ ($0.6 \cdot 10^{-2}$)

Neben der γ -spektroskopischen Untersuchung der targetähnlichen Kerne ist es von besonderem Interesse, eine Analyse der angeregten Zustände im Projektil vorzunehmen. Die bisher dargestellten reduzierten Daten hatten eine Korrektur der Dopplerverschiebung erfordert. Diese erfolgte in Bezug auf die Bewegungsgrößen des Rückstoßkerns. Zur Betrachtung der Projektilanregung ist es notwendig, eine entsprechende Korrektur in Bezug auf die Projektilbewegung vorzunehmen. Da Richtung und Geschwindigkeit für beide Fälle stark verschieden sind, ergibt sich in diesem Fall die Beobachtung von scharfen Linien im ^{208}Pb , wobei die falschen Korrekturvoraussetzungen zu einer sehr starken bis vollständigen Verschmierung der zu beobachtenden Übergänge im ^{232}Th führen.

Die Abbildungen 23 und 24 zeigen die so akkumulierten Spektren für verschiedene Streuwinkel. Im Spektrum für den Winkelbereich von $\vartheta = 8^\circ$ bis $\vartheta = 11.5^\circ$ sind ausschließlich Übergänge im ^{208}Pb zu beobachten. Besonders die Übergänge $2^+ \rightarrow 0^+$ (4186 keV) und $3^- \rightarrow 0^+$ (2614 keV) zeigen starke Übergangsraten und entsprechen in ihrer Stärke dem Zerfall der niedrigsten Zustände im ^{232}Th . Trotz der sehr geringen Nachweiswahrscheinlichkeit der Germanium-Detektoren in diesem Bereich sind diese Übergänge aufgrund ihrer Stärke eindeutig zu beobachten. Die Anregung von Zuständen im Bereich von 4 MeV und die Tatsache, daß diese nur über Einstufenprozesse angeregt werden können, verdeutlicht die Gültigkeit der in Kap. 2.1 gegebenen Abschätzung für das Erreichen maximaler Anregungsenergien über Einstufenprozesse bei Coulombanregung. Eine genauere Analyse der elektromagnetischen Übergangswahrscheinlichkeiten wird später vorgenommen. Für den Winkelbereich streifender Stöße, d.h. um den Grazingwinkel sind deutlich weitere Strukturen bei 571 keV ($5/2^- \rightarrow 1/2^-$, ^{207}Pb), 584 keV ($5^- \rightarrow 3^-$, ^{208}Pb), 900 keV ($3/2^- \rightarrow 1/2^-$, ^{207}Pb) zu erkennen. Die Akkumulation unter den kinematischen Bedingungen sowie die eindeutige Stoßparameterabhängigkeit unterstreicht, daß es sich bei den Übergängen im ^{207}Pb nicht um Verunreinigungen des Strahls sowie Anregungen an Blendenmaterialien handelt. In den Tab. 5-6 sind die aus den Spektren bestimmten γ -Übergangsenergien und die in äquivalenter Weise zu den in Tab. 1 aufgelisteten Übergangsintensitäten in Abhängigkeit des Streuwinkels aufgeführt (Tab. 6a-6c).

In gleicher Weise wie die Beobachtung von Übergängen in $^{228,230,231}\text{Th}$ im Verhältnis zum Target ^{232}Th , so ist auch hier am Grazingwinkel in erster

Linie die Anregung von Zuständen in Isotopen mit einer niedrigeren Massenzahl als ^{208}Pb gegeben. Dies ist von besonderer Bedeutung im Zusammenhang mit der Fragestellung, ob die beobachteten Übergänge im ^{230}Th auf einen 2-Neutronentransfer zurückzuführen sind. Wie die Daten von Eckert [Eck87,Eck88] im System $^{206}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ zeigen, ist der Transfer mit einer Anregung in beiden an der Reaktion beteiligten Teilchen verbunden. Diese Anregung zeigt große Wirkungsquerschnitte bezüglich der kollektiven Freiheitsgrade, wie die Beobachtung von Übergängen der Grundzustandsrotationsbande verdeutlicht. Es ist somit sinnvoll, nach Übergängen in den korrespondierenden Transferpartnern zu suchen. Im Falle des ^{230}Th bedeutet dies, daß der elektromagnetische Zerfall von Zuständen im ^{210}Pb zu beobachten sein sollte. Der Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ bei einer Energie von 799.7 keV ist somit der wahrscheinlichste Indikator hierfür. Die gleiche Argumentation gilt für den Zerfall $11/2^+ \rightarrow 9/2^+$ (779 keV) im ^{209}Pb als korrespondierenden Transferpartner zum ^{231}Th . Im Falle des $2^+ \rightarrow 0^+$ zeigen sich Andeutungen im Spektrum für Streuwinkel um den Grazingwinkel, welche jedoch durchaus noch im Bereich der statistischen Schwankungen des Untergrundes liegen. Die angegebenen Intensitäten können auch als oberer Grenzwert für die Beobachtung dieser Übergänge angesehen werden.

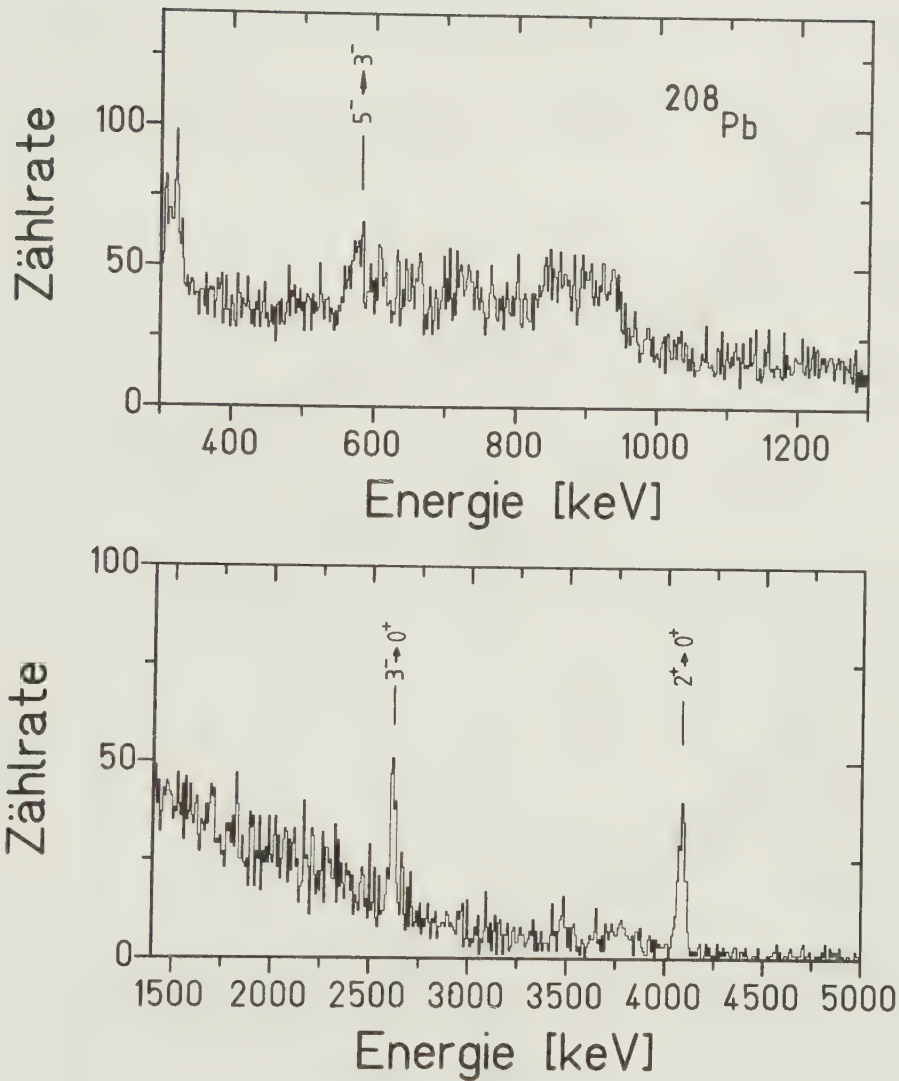


Abbildung 23: Summenspektrum der Germanium-Detektoren für die Projektilanregung (^{208}Pb) im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Die beiden Darstellungen zeigen das gleiche Spektrum für unterschiedliche Energiebereiche, wobei die Zählraten im niederenergetischen Teil pro 2 MeV und im unteren Bild pro 8 MeV gegeben sind. Der Streuwinkelbereich liegt zwischen 15.3° und 20.9° im CM-System.

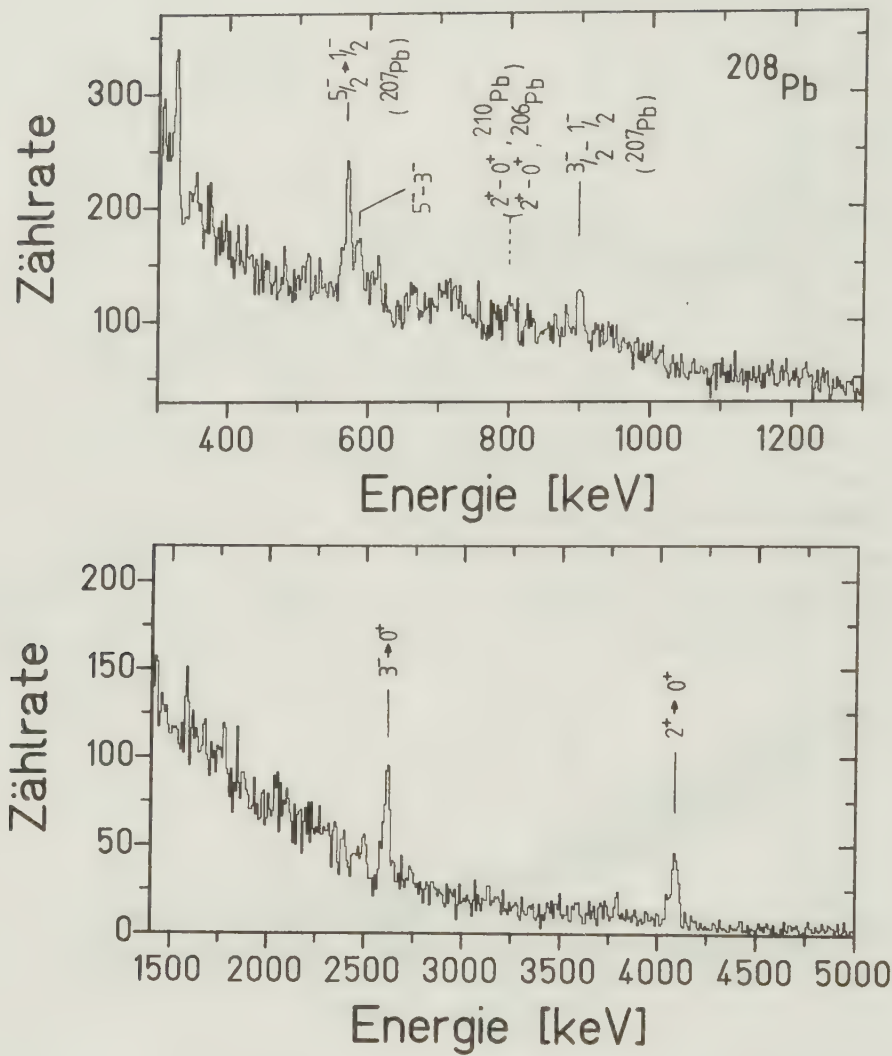


Abbildung 24: Die gleiche Darstellung wie in Abbildung 23, jedoch für einen Streuwinkelbereich von $20.9^{\circ} \leq \theta \leq 26.3^{\circ}$.

Tabelle 5: γ -Übergänge im ^{208}Pb bei einem Teilchenstreuwinkelbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 37.6^\circ$ im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Die Dopplerverschiebungskorrektur erfolgte in Bezug auf die Projektilbewegung. Die relativen γ -Intensitäten beziehen sich auf den $8^+ \rightarrow 6^+$ der Grundzustandsrotationsbande.

Energie	rel. γ -Intensität	Zuordnung
514 keV	44 (12)	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$ ^{207}Pb $5^- \rightarrow 3^-$ ^{208}Pb
571 keV	259 (41)	
584 keV	98 (21)	
611 keV	57 (13)	
664 keV	70 (25)	
722 keV	52 (14)	$2^+ \rightarrow 0^+$ ^{206}Pb $2^+ \rightarrow 0^+$ ^{210}Pb $3/2^- \rightarrow 1/2^-$ ^{207}Pb
801 keV	38 (20)	
900 keV	197 (81)	
944 keV	107 (23)	
1191 keV	76 (44)	
1218 keV	162 (68)	$3^- \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb
2457 keV	58 (38)	
2497 keV	67 (35)	
2614 keV	407 (27)	
2737 keV	48 (30)	
3792 keV	113 (36)	$2^+ \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb
4084 keV	513 (44)	

Tabelle 6a: Relative γ -Intensitäten ($I_{rel.}$) und γ -Emissionswahrscheinlichkeiten pro quasielastisch gestreutem Teilchen ($P_{exp.}$) aus der Summe der Germanium-Spektren ($\theta_\gamma = 140^\circ$) für einen Teilchenstreuungsbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{CM} \leq 19.2^\circ$. Die Dopplershiftkorrektur erfolgte in Bezug auf die Projektilbewegung.

Energie	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$	Zuordnung
585 keV	95 (39)	$1.36 \cdot 10^{-3}$ ($0.56 \cdot 10^{-3}$)	$5^- \rightarrow 3^-$ ^{208}Pb
607 keV	117 (45)	$1.67 \cdot 10^{-3}$ ($0.64 \cdot 10^{-3}$)	
678 keV	149 (78)	$2.13 \cdot 10^{-3}$ ($1.11 \cdot 10^{-3}$)	
1805 keV	319 (194)	$4.56 \cdot 10^{-3}$ ($2.77 \cdot 10^{-3}$)	$3^- \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb
2617 keV	792 (158)	$1.13 \cdot 10^{-2}$ ($0.23 \cdot 10^{-2}$)	
4083 keV	1519 (205)	$2.17 \cdot 10^{-2}$ ($0.29 \cdot 10^{-2}$)	$2^+ \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb

Tabelle 6b: Wie Tabelle 6a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $19.2^\circ \leq \theta_{CM} \leq 22.5^\circ$.

Energie	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$	Zuordnung
512 keV	40 (19)	$2.31 \cdot 10^{-3}$ ($1.07 \cdot 10^{-3}$)	$5/2^- \rightarrow 1/2^-$ ^{207}Pb $5^- \rightarrow 3^-$ ^{208}Pb
574 keV	77 (28)	$4.45 \cdot 10^{-3}$ ($1.62 \cdot 10^{-3}$)	
584 keV	71 (26)	$4.07 \cdot 10^{-3}$ ($1.48 \cdot 10^{-3}$)	
699 keV	76 (32)	$4.35 \cdot 10^{-3}$ ($1.82 \cdot 10^{-3}$)	
745 keV	78 (34)	$4.51 \cdot 10^{-3}$ ($1.96 \cdot 10^{-3}$)	
1182 keV	37 (13)	$2.14 \cdot 10^{-3}$ ($0.76 \cdot 10^{-3}$)	$3^- \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb
2612 keV	468 (59)	$2.69 \cdot 10^{-2}$ ($0.34 \cdot 10^{-2}$)	
3752 keV	187 (65)	$9.14 \cdot 10^{-3}$ ($3.72 \cdot 10^{-3}$)	$2^+ \rightarrow 0^+$ ^{208}Pb
4079 keV	852 (95)	$4.90 \cdot 10^{-2}$ ($0.54 \cdot 10^{-2}$)	

Tabelle 6c: Wie Tabelle 6a, jedoch für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $22.5^\circ \leq \theta_{CM} \leq 26.3^\circ$.

Energie	$I_{rel.}$	$P_{exp.}$	Zuordnung
325 keV	108 (19)	$9.05 \cdot 10^{-3}$ ($1.56 \cdot 10^{-3}$)	$(3/2^- \rightarrow 5/2^- \quad {}^{207}\text{Pb})$
568 keV	261 (31)	$2.18 \cdot 10^{-2}$ ($0.26 \cdot 10^{-2}$)	$5/2^- \rightarrow 1/2^- \quad {}^{207}\text{Pb}$
584 keV	94 (25)	$7.88 \cdot 10^{-3}$ ($2.11 \cdot 10^{-3}$)	$5^- \rightarrow 3^- \quad {}^{208}\text{Pb}$
805 keV	84 (25)	$7.05 \cdot 10^{-3}$ ($2.20 \cdot 10^{-3}$)	$(2^+ \rightarrow 0^+ \quad {}^{206}\text{Pb})$ $(2^+ \rightarrow 0^+ \quad {}^{210}\text{Pb})$
880 keV	44 (17)	$3.72 \cdot 10^{-3}$ ($1.39 \cdot 10^{-3}$)	$(4^+ \rightarrow 2^+ \quad {}^{206}\text{Pb})$
899 keV	102 (26)	$8.50 \cdot 10^{-3}$ ($2.13 \cdot 10^{-3}$)	$3/2^- \rightarrow 1/2^- \quad {}^{207}\text{Pb}$
1574 keV	82 (31)	$6.83 \cdot 10^{-3}$ ($2.60 \cdot 10^{-3}$)	$(5/2^+ \rightarrow 9/2^+ \quad {}^{209}\text{Pb})$
2614 keV	478 (62)	$4.01 \cdot 10^{-2}$ ($0.52 \cdot 10^{-2}$)	$3^- \rightarrow 0^+ \quad {}^{208}\text{Pb}$
3789 keV	101 (60)	$8.45 \cdot 10^{-3}$ ($5.04 \cdot 10^{-3}$)	
4079 keV	642 (79)	$5.37 \cdot 10^{-2}$ ($6.59 \cdot 10^{-2}$)	$2^+ \rightarrow 0^+ \quad {}^{208}\text{Pb}$

4.4 Die Neutronen-Flugzeit-Detektoren

Zur Auswertung der Neutronenspektren der unter 90° positionierten Flugzeit-Detektoren muß man als erstes sicherstellen, daß der Nachweis sich ausschließlich auf Neutronen bezieht. Die Unterscheidung zwischen γ -Quanten und Neutronen erfolgte, wie schon bei den Veto-Zählern beschrieben, unter Verwendung des PSD-Signals. Eine eindeutigere Unterscheidung erhält man durch Setzen

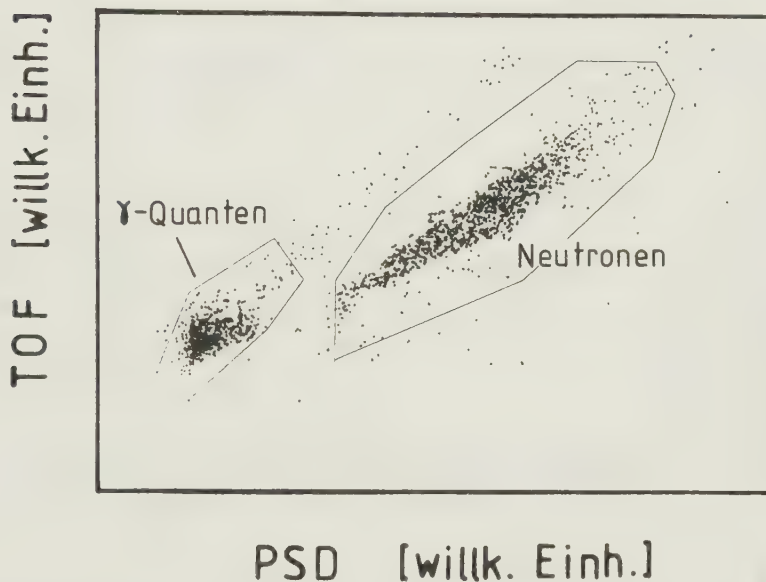


Abbildung 25: Korrelation des PSD-Signals gegenüber der gemessenen Flugzeit für die unter 90° positionierten Neutronendetektoren. Die Polygone kennzeichnen die Bedingungen, unter denen eine Unterscheidung zwischen im Zähler nachgewiesenen γ -Quanten und Neutronen erfolgte.

einer zweidimensionalen Polygonbedingung auf die Korrelation der PSD-Zeiten gegenüber der Neutronenflugzeit. Diese Korrelation ist in Abbildung 25 zu sehen. Es zeigen sich zwei eindeutig getrennte Verteilungen für Gammas und Neutronen. Gleichzeitig sind die Polygone, unter denen die weitere Analyse der Daten erfolgte, abgebildet.

Durch die Kenntnis der Neutronenmasse und der Flugstrecken ist die Aufnahme von Energiespektren aus der Neutronen-Flugzeitinformation möglich. Die Definition des Zeitnullpunktes erfolgte mit Hilfe des Zeitpeaks des γ -Nachweises in den Detektoren bei bekannter Flugstrecke. Für die Energiespektren ist eine Korrektur der Nachweiswahrscheinlichkeit notwendig, insbesondere als diese eine Energieabhängigkeit aufweist. Hierzu wurde ein von der Physikalisch Technischen Bundesanstalt (PTB) entwickeltes Programm verwendet [Die73]. Dieses bezieht sich speziell auf Flüssigszintillatoren des Types

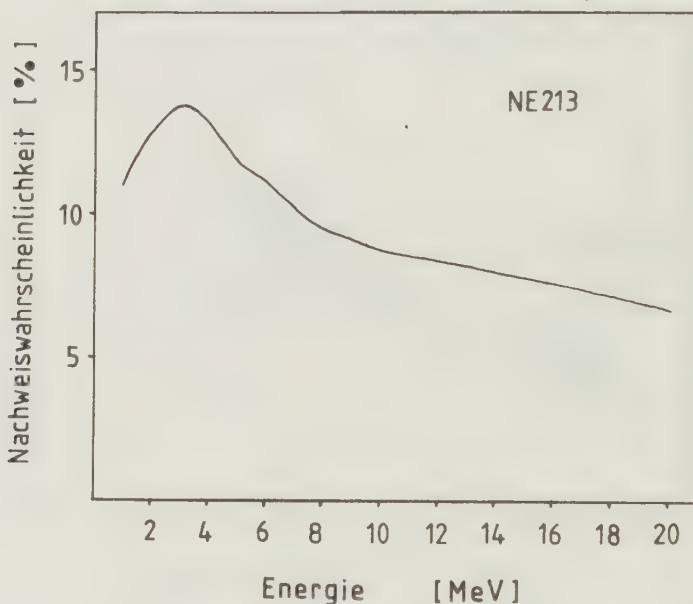
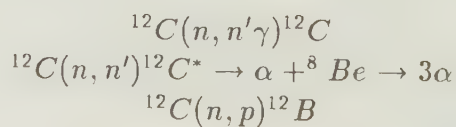


Abbildung 26: Berechnete Neutronennachweiswahrscheinlichkeit [Die73] für die im Experiment verwendeten NE213-Flüssigszintillatoren (N90) in Abhängigkeit der Neutronenenergie.

NE213. Es handelt sich hierbei um ein Monte-Carlo Simulationsprogramm unter Berücksichtigung der elastischen Neutronenstreuung und von Reaktionen, unter anderem:



Die Wirkungsquerschnitte, die der Simulation zugrunde liegen, basieren auf experimentellen Arbeiten [Mos66,Cie68,Gri69]. Die Geometrie ist für zylindrische Detektoren frei wählbar. Weiterhin werden die Winkelverteilung der Streuung und die Anisotropie der verschiedenen Reaktionen näherungsweise berücksichtigt. Es lassen sich hiermit bei Simulation vieler Neutronenbahnen im Detektor die Lichtausbeuteverteilung und damit die Effizienz der Zähler für Neutronen im Energiebereich von 0.05 - 20 MeV berechnen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit ist von der unteren Energieschwelle der Constant-Fraction Diskriminatoren, d.h. von der minimalen Lichtimpulshöhe abhängig. Durch Eichung mit einer ^{137}Cs -Quelle wurde diese bei einem Neutronenenergieäquivalent von 2 MeV eingestellt. Abbildung 26 zeigt die berechnete Nachweiseffizienz in Abhängigkeit der Neutronenenergie. Darüber ergaben sich die Korrekturfaktoren für die Neutronenspektren.

Die Akkumulation der Energiespektren erfolgte unter der Selektion quasielastischer Prozesse. Abbildung 27 zeigt die Spektren in Abhängigkeit des Streuwinkels entsprechend der Bereiche 1-4 (Kap. 4.3) von 8° bis 20° im Laborsystem. Die Energieverteilungen weisen einen exponentiellen Abfall zu hohen Neutronenenergien auf. Dieser ist charakteristisch für einen statistischen Zerfall angeregter Kernzustände.

Im Statistischen Modell ist die Energieverteilung von Verdampfungsneutronen unter Verwendung des Reziprozitäts-Theorems gegeben durch [But64,Bla59]

$$N(E_n)dE_n = \text{const.} \sigma_{B \rightarrow A} E_n w_B(E^*) dE_n \quad (33)$$

Sieht man den Wirkungsquerschnitt $\sigma_{B \rightarrow A}$ für die Übergänge vom Kern B zum Kern A als konstant an, so ist die Energieverteilung durch den Verlauf der Niveaudichte bestimmt.

$$w_B(E^*) \sim e^{-\frac{E_n}{T}} \quad (34)$$

Daraus ergibt sich für $N(E_n)$

$$N(E_n) = \text{const.} E_n e^{-\frac{E_n}{T}} \quad \text{mit } T = \sqrt{\frac{E_{max}^*}{a}} \quad (35)$$

und entspricht somit der Form einer Maxwellverteilung. Die Größe a ist hierbei der Niveaudichteparameter des Endkerns. In Analogie zu klassischen Vorstellungen und der kinetischen Gastheorie kann man T als Temperatur ansehen.

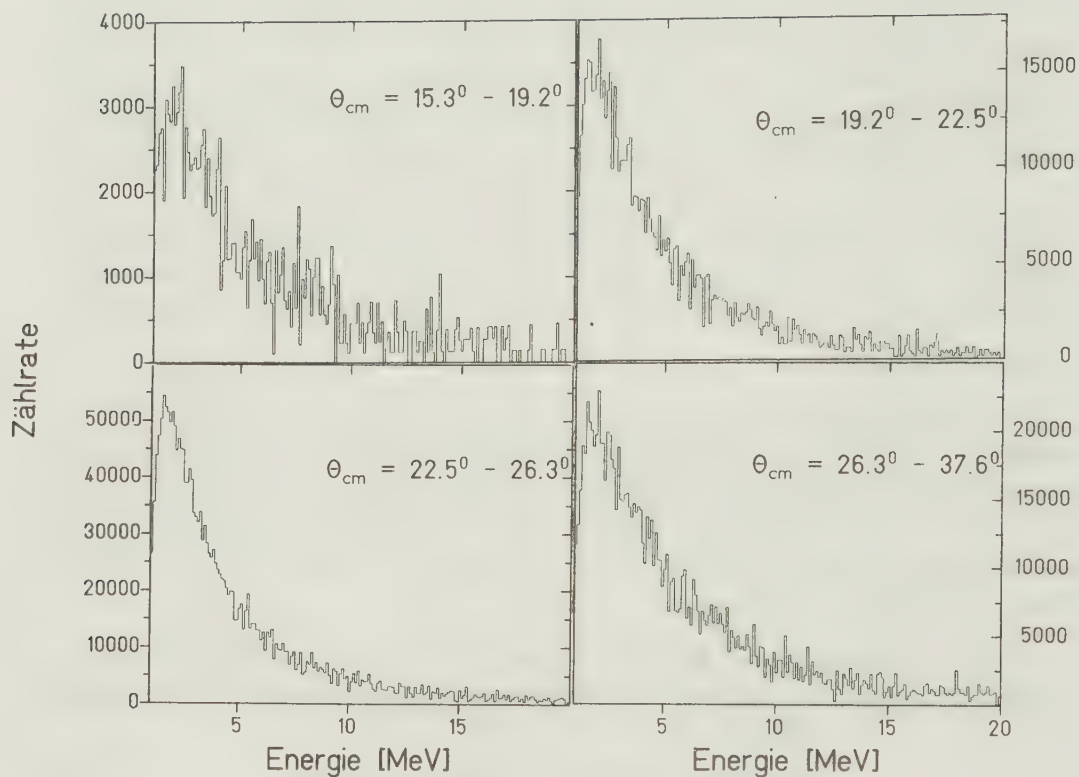


Abbildung 27: Neutronenenergiespektren der Neutronen-Flugzeit-Detektoren (N90) in Abhängigkeit des Projektilstreuwinkels und nach Selektion quasielastischer Prozesse im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie von 17 MeV/u. Die Spektren wurden bezüglich der Nachweiseffizienz der Detektoren korrigiert.

Sie wird als Kerntemperatur des Atomkerns bezeichnet und hat die Einheit einer Energie.

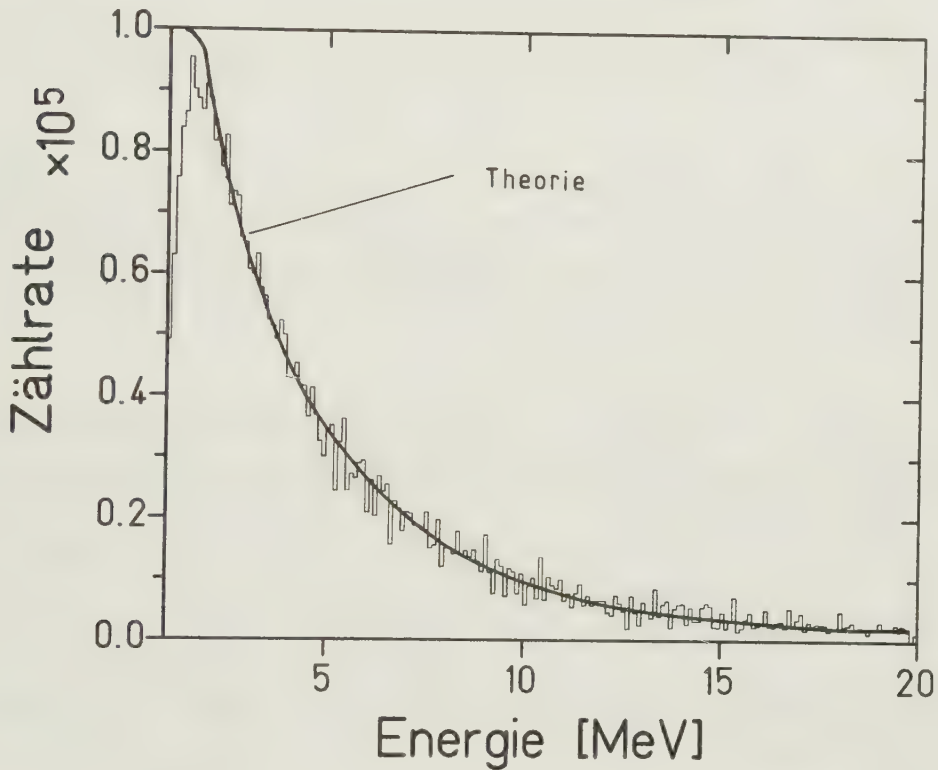


Abbildung 28: Neutronenenergiespektrum mit der Anpassung zweier Maxwell-Verteilungen (Gl. 36) im Rahmen des Statistischen Modells.

Aus der Form der Energieverteilung läßt sich folglich die Kerntemperatur bestimmen. Dadurch erhält man bei Kenntnis des Niveaudichteparameters a [Gil65] die maximale Anregungsenergie im Endkern. Da die Anpassung einer einfachen Maxwellverteilung für die Spektren keine befriedigenden Ergebnisse lieferte, wurde eine doppelte Maxwellkurve der Form

$$N(E_n) = c_1 E_n e^{-\frac{E_n}{T_1}} + c_2 E_n e^{-\frac{E_n}{T_2}} \quad (36)$$

an die Daten angepaßt. Abbildung 28 zeigt das Ergebnis einer solchen Analyse und demonstriert, daß eine gute Beschreibung der experimentellen Energieverteilungen gegeben ist. Somit sind mindestens zwei Komponenten in den Spektren vorhanden.

Tabelle 7 zeigt die ermittelten Werte der Kerntemperaturen und das Verhältnis der Integralwerte beider Komponenten zueinander. Das Integral einer Maxwellverteilung ist gegeben durch

$$I = \int_{E_1}^{\infty} C \cdot E \cdot e^{-E/T} dE = C \cdot T \cdot e^{-E_1/T} \cdot (E_1 + T) \tag{37}$$

Geht man von der Tatsache aus, daß die Neutronen aus dem Kern ^{232}Th emittiert wurden, so ist zur Bestimmung der Anregungsenergien im ^{232}Th die Berücksichtigung des Grundzustands-Q-Wertes notwendig. Daraus ergeben sich die in Tabelle 7 aufgeführten mittleren Anregungsenergien.

Tabelle 7: Extrahierte Kerntemperaturen für aus targetähnlichen Kernen emittierte Neutronen im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei einer Einschußenergie von 17 MeV/u in Abhängigkeit des Streuwinkels. Die Temperaturen T_1 und T_2 entsprechen dem Ansatz aus Gleichung (37). I_1/I_2 gibt das Intensitätsverhältnis beider Verteilungen wieder. E_{max}^* ist die aus der Temperatur T_1 berechnete Anregungsenergie (35) bei einem Niveaudichteparameter von $a = 29.35 \text{ MeV}^{-1}$ [Gil65], und $\langle E^* \rangle$ entspricht der Anregungsenergie der Zustände aus denen eine Neutronenemission erfolgte, bei Berücksichtigung eines Grundzustands-Q-Wertes von $Q_{\text{gg}} = 6.5\text{MeV}$.

θ_{cm}	$T_1 \text{ [MeV]}$	$T_2 \text{ [MeV]}$	I_1/I_2	$E_{\text{max}}^* \text{ [MeV]}$	$\langle E^* \rangle \text{ [MeV]}$
15.3°- 19.2°	0.72	4.9	1.5	15.2	21.7
19.2°- 22.5°	0.73	3.0	2.0	15.6	22.1
22.5°- 26.3°	0.77	2.8	2.0	17.4	23.9
26.3°- 37.6°	0.99	3.8	1.2	28.8	35.3

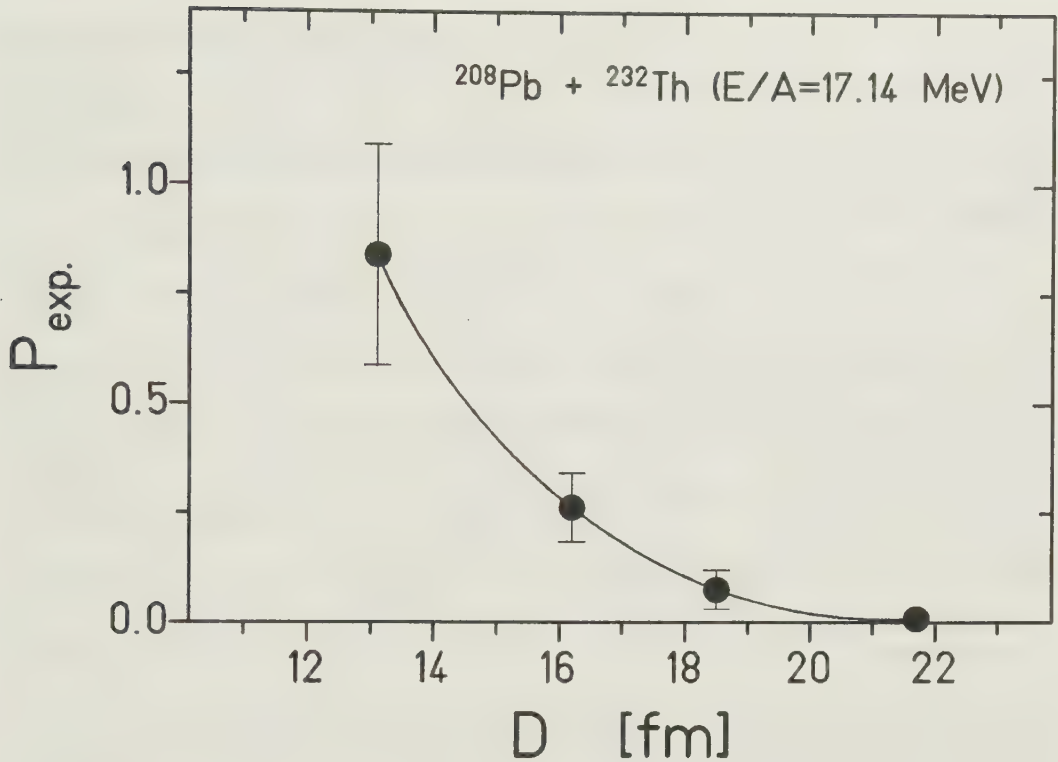


Abbildung 29: Emissionswahrscheinlichkeit für aus targetähnlichen Kernen emittierte Neutronen ($E_{\text{Neut.}} \geq 2\text{MeV}$) in Abhängigkeit des Abstandes dichtester Annäherung.

In Abhängigkeit des Streuwinkels zeigt sich ein leichter Anstieg der Kerntemperaturen mit kleiner werdendem Stoßparameter.

Bei einer genauen Analyse des Einflusses des Neutronen-Veto-Detektors auf die erzielten Ergebnisse war eine starke Wirkung auf den Anteil mit der höheren Temperatur zu bemerken. Die Intensität dieses Anteils zeigte sich unter der Bedingung, daß kein Neutron im Veto-Zähler nachgewiesen wurde, vermindert. Daraus ist zu schließen, daß es sich hierbei um Ereignisse handelt, die mit Projektilneutronen korreliert sind. Bei der Umrechnung von Flugzeit auf die Energie der Neutronen wurde von einer Emission aus einem ruhenden System ausgegangen. Zur Interpretation der Energieverteilung mit T_2 wäre demzufolge eine Transformation ins CM-System notwendig (siehe z.B. [Mue86]). Weiterhin

sind genaue Aussagen über das Neutronen emittierende Teilchen sowie den genauen Ort der Rückstreuung zur Berechnung der Flugzeit Voraussetzung. Da hierüber nur sehr vage Aussagen gemacht werden können, erscheint im Rahmen dieser Argumente eine Interpretation der zweiten Komponente in den Spektren nicht sinnvoll.

Der Einsatz der Flugzeit-Detektoren sollte unter anderem zur Klärung der Frage dienen, ob eine Anregung von Riesenresonanzzuständen (Kap 2.3 und Kap. 3.2) im ^{232}Th zu beobachten ist. Die Ergebnisse von Beene et al. und Cardman [Bee88,Car81] zeigen für den Zerfall einen an diskrete Zustände gekoppelten Anteil von 20% und entsprechend einen statistischen Anteil von 80% beim Zerfall der Riesenresonanzen. Beide Messungen beziehen sich auf den Kern ^{208}Pb . Der beobachtete Anteil nichtstatistischer Zerfälle ist im ^{232}Th nicht in dieser Form zu erwarten. Im Unterschied zum ^{208}Pb besitzt ^{232}Th keine gut isolierten Zustände im Bereich bis 6 MeV. Dadurch ist eine viel verzweigtere Verteilung des Zerfalls auf angeregte Niveaus anzunehmen. Für den beobachteten statistischen Verlauf der Energieverteilungen ist zu bemerken, daß die extrahierte Anregungsenergie nicht mit denen der Riesenresonanzen übereinstimmt. Lediglich die höherenergetischen Schwingungsmoden wie die isovektorielle Quadrupolriesenresonanz kämen hierfür in Frage. Deren Anregung erscheint jedoch im Vergleich zur Dipolschwingung unwahrscheinlich. Es ist weiterhin zu bemerken, daß der Fehler für die Anregungsenergien aufgrund der geringen Statistik in den Spektren und unter Berücksichtigung der Energieauflösung der Detektoren bei geschätzten 30% lag.

Neben der Analyse der Anregungsenergien und Temperaturen wurde die Emissionswahrscheinlichkeit für Neutronen für quasielastische Prozesse in Abhängigkeit des Streuwinkels untersucht. Dies erfolgte durch Normierung auf die nachgewiesenen quasielastisch gestreuten Teilchen und unter Berücksichtigung des Raumwinkels und der Efficiency der Neutronendetektoren. Abbildung 29 stellt die ermittelten Werte der Emissionswahrscheinlichkeit für die vier Teilchenstreuwindelfenster dar. Es ist ein deutlicher Anstieg der Emissionswahrscheinlichkeit mit kleiner werdendem Stoßparameter zu erkennen. Sie liegt am Grazingwinkel bei $P_{\text{exp.}}=0.26\pm0.08$. Die Neutronenmultiplizität ist hierbei nicht berücksichtigt, da diese aufgrund der geringen Statistik nur unzureichend aus der Detektormultiplizität extrahiert werden konnte.

4.5 Die BaF₂-Detektoren

Die BaF₂-Detektoren zeigen aufgrund ihrer Zusammensetzung in Bezug auf ihre Verunreinigungen durch Spurenelemente eine hohe Eigenaktivität [Wis84]. Die Gesamtintensität wie auch die Intensitätsverteilung auf die verschiedenen Anteile ist für jeden Szintillationskristall unterschiedlich. Daraus ergeben sich eine Reihe von Schwierigkeiten bei der Kalibrierung der Detektoren. Aus diesem Grund wurde die Eichung mit Hilfe von γ -Quellen, deren Übergänge koinzidente γ -Kaskaden aufweisen, durchgeführt. Für den hochenergetischen Bereich ($E \geq 10$ MeV) erfolgte die Kalibrierung mit Hilfe der kosmischen Höhenstrahlung [Her87]. Hierzu wurde verlangt, daß untereinander liegende BaF₂-Module ein Signal sahen. Zur weiteren Unterstützung dienten oberhalb und unterhalb der BaF₂-Anordnung angebrachte Bleiglas-Detektoren. Mit Bezug auf Monte-Carlo Simulationsrechnungen [Mat87] für die Energiedeposition querdurchlaufender, minimal ionisierender Myonen ist eine grobe Eichung der Detektoren in diesem Bereich möglich.

Durch die Nachweisempfindlichkeit der Zähler für Neutronen ist eine Unterscheidung gegenüber dem γ -Nachweis notwendig. In Abbildung 30 ist das Verhältnis der beiden Signalkomponenten gegenüber der Flugzeit dargestellt. Dies zeigt, daß das wesentliche Merkmal bei der Unterscheidung zwischen Neutronen und γ -Quanten in den verschiedenen Flugzeiten liegt. Die Zusammensetzung der Signale aus Anteilen mit unterschiedlichen Abklingzeiten bietet in diesem Fall keine weitere Möglichkeit zur Differenzierung.

Die Akkumulation der Spektren erfolgte auch hier unter den kinematischen Bedingungen für quasielastische Prozesse. Abbildung 31 zeigt das Summenspektrum eines Teils der BaF₂-Detektoren vor und nach Abfrage der Polygonbedingungen zur Selektion quasielastischer Prozesse. Das Spektrum weist eine deutliche Struktur bei 4 MeV auf. Hierbei handelt es sich in Äquivalenz zu den Beobachtungen in den Germanium-Detektoren um den Übergang $2^+ \rightarrow 0^+$ im ^{208}Pb (4086 keV). Wie die Abbildung zeigt, ist für quasielastische Prozesse kein Nachweis von Gammas mit einer Energie größer als 7 MeV zu beobachten. Es ist somit ein direkter Zerfall von Riesenresonanzen über γ -Emission (z.B. zum Grundzustand) oder sehr hochenergetischer bisher nicht bekannter Zustände nicht gegeben. Es muß jedoch auch auf die geringe Statistik in den Spektren verwiesen werden.

TOF [willk. Einh.]



Komponentenverhältnis [willk. Einh.]

Abbildung 30: Komponentenverhältnis gegenüber der Flugzeit (TOF) für die BaF_2 -Detektoren zur Unterscheidung zwischen nachgewiesenen γ -Quanten und Neutronen. Unter Komponentenverhältnis ist das Verhältnis der Komponenten mit schneller und langsamer Abklingzeit im Energiesignal der BaF_2 -Zähler zu verstehen (Kap. 3.2 ,Kap. 3.3).

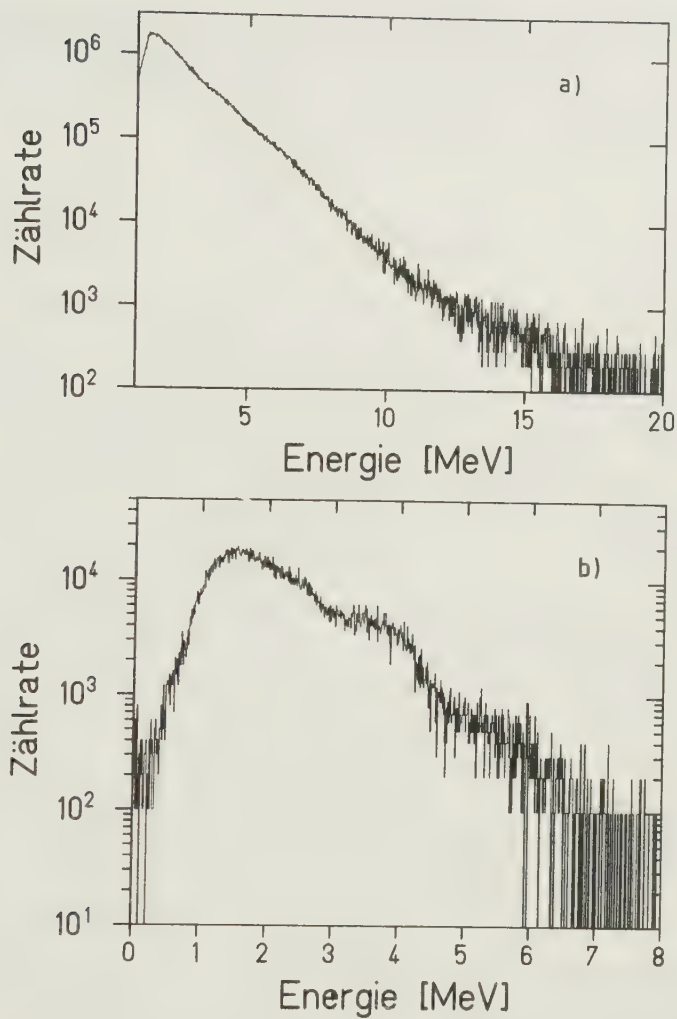


Abbildung 31: γ -Spektrum der BaF_2 -Detektoren im System $^{208}\text{Pb} + ^{232}\text{Th}$ bei 17 MeV/u. Die obere Abbildung zeigt ein BaF_2 -Spektrum unter der Bedingung, daß ein Teilchennachweis erfolgte, die untere Abbildung ein Spektrum nach der Selektion quasielastischer Prozesse.

Für die Interpretation des statistischen Anteils in den BaF_2 -Spektren ist es sinnvoll, bei besserer Statistik, eine Entfaltung der BaF_2 -Spektren vorzunehmen. Hierzu ist eine genaue Kenntnis der Ansprechfunktion der Detektoren über einen weiten Energiebereich notwendig [Sch87].

5 Vergleich mit theoretischen Rechnungen und Diskussion der Ergebnisse

5.1 Die Anregung im ^{232}Th

5.1.1 Die Grundzustandsrotationsbande

In dem hier folgenden Kapitel soll die Übertragbarkeit der Beschreibung des Anregungsprozesses durch die semiklassische Coulombanregungstheorie auf Experimente bei hohen Einschußenergien aufgezeigt und ein Vergleich der beobachteten γ -Übergangsstärken mit den theoretischen Rechnungen durchgeführt werden. Speziell für die im Experiment selektierten Stoßparameter, bei denen so gut wie kein Überlapp der beiden Kerndichteverteilungen vorhanden ist, ist eine gute Übereinstimmung zu erwarten.

Zur Durchführung der Anregungs- und Zerfallsrechnungen (siehe Gl. (9) und Gl. (14)) ist die Kenntnis der Energieeigenwerte der Zustände und der Übergangsmatrixelemente notwendig. Diese wurden in den bisher durchgeführten Coulombanregungsexperimenten [Ger82, Ger83, Owe80, Owe82] für ^{232}Th hinreichend genau bestimmt und werden im weiteren als bekannt vorausgesetzt. Hierdurch soll in erster Linie die Übertragbarkeit der bisher verwendeten Methodik bei γ -spektroskopischen Untersuchungen festgestellt werden. In Bezug auf die durchgeführten theoretischen Rechnungen sind noch ein paar weitere Bemerkungen zu machen.

Bei Berücksichtigung der Winkelverteilung der Zerfallsstrahlung nach Gl. (15) ist die Kenntnis der Deorientierungskoeffizienten aufgrund der Hyperfeinwechselwirkung sowie die Einbeziehung der Germanium-Öffnungswinkel notwendig. Die Koeffizienten, die den letzteren Punkt beinhalten, wurden der Literatur entnommen [Cam69, Bar71]. Die Verwendung von hohen Einschußenergien bewirkt die Überdeckung nur geringer Streuwinkelbereiche für quasielastische Prozesse im Laborsystem, so daß keine hinreichenden Winkelverteilungen erstellt werden konnten, aus denen eine Deduktion der Koeffizienten G_k möglich ist. Nach Abragam und Pound [Abr53] ist die Stärke der Deorientierung von der effektiven Lebensdauer der Zustände $\tau(N)$ abhängig

$$G_k(N) = \frac{1}{1 + \lambda_k \tau(N)} \quad (38)$$

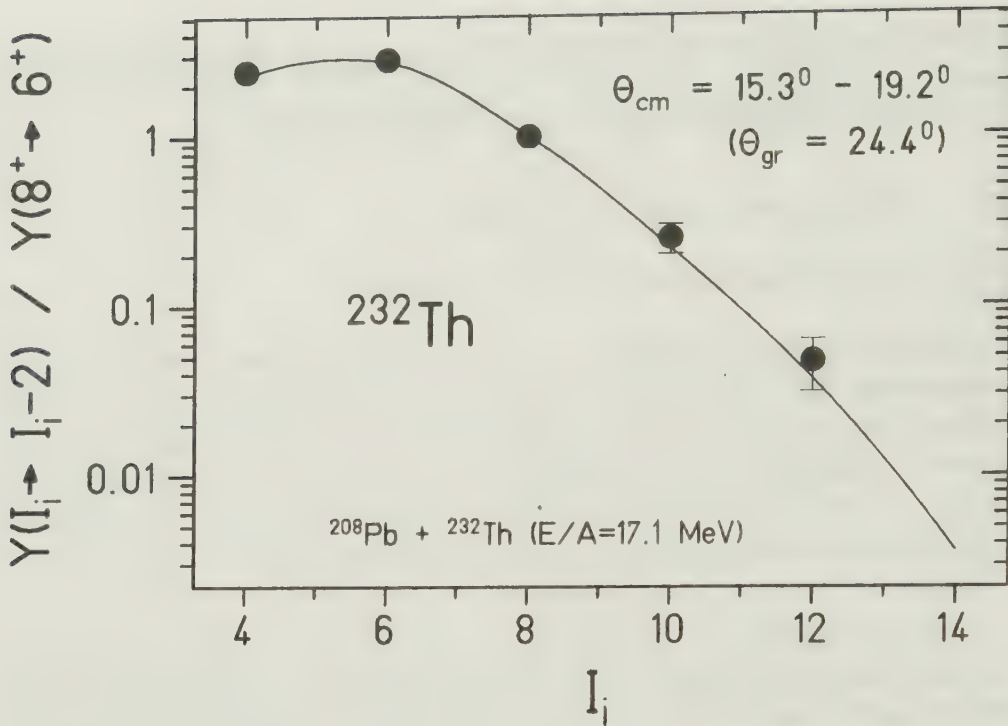


Abbildung 32: Relative γ -Intensitäten der Grundzustandsbandenübergänge im ^{232}Th für einen Teilchenstreuwinkelbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{cm} \leq 19.2^\circ$. Die durchgezogene Kurve stellt die theoretisch berechneten Intensitätsverhältnisse im Rahmen der semiklassischen Coulombanregungstheorie dar.

und wird durch den Parameter λ_k bestimmt. Nach Michel et al. [Mic81] ergibt sich eine Skalierung der Form $\lambda_2/g^2 \sim (v)^2$, wobei v die Geschwindigkeit des Rückstoßkerns in Einheiten von c und g der g -Faktor ist. Bei Kenntnis der Rückstoßimpulse und des magnetischen Moments [Sch82] ergibt sich hieraus für λ_2 näherungsweise ein Wert von $\lambda_2 = 0.03 \cdot 1/\text{psec}$. Dies wurde in den theoretischen Rechnungen berücksichtigt. Ein merklicher Einfluß der Deorientierung ist hierbei infolge der längeren Lebensdauern in erster Linie auf die Niederspinzustände der Grundzustandsrotationsbande gegeben.

Der Vergleich der relativen γ -Intensitäten mit den theoretischen Rechnungen ist in Abbildung 32 bis Abbildung 34 für verschiedene Streuwinkelberei-

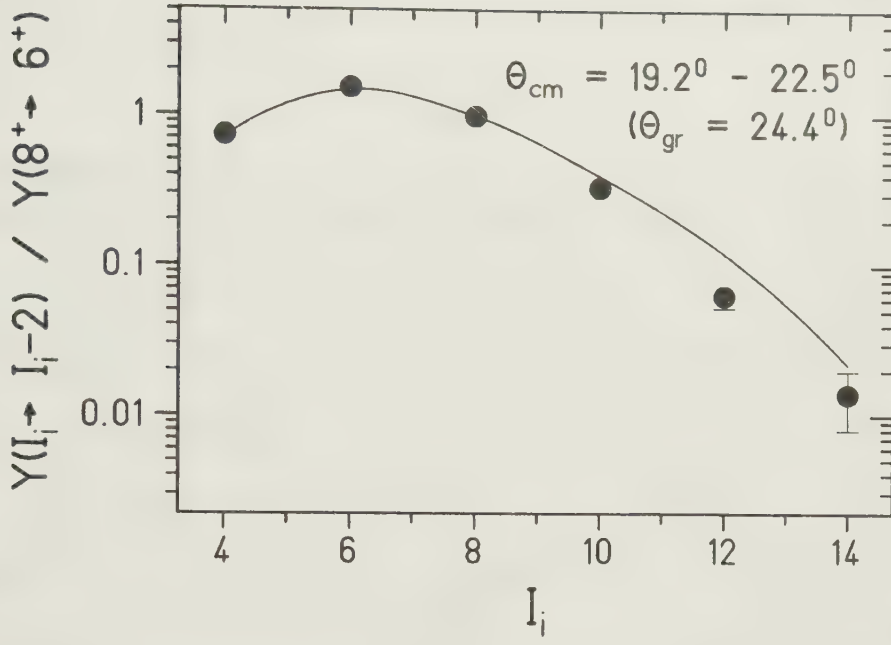


Abbildung 33: Relative γ -Intensitäten (^{232}Th) für einen Streuwinkelbereich von $19.2^\circ \leq \theta_{cm} \leq 22.5^\circ$ (siehe Abb. 32).

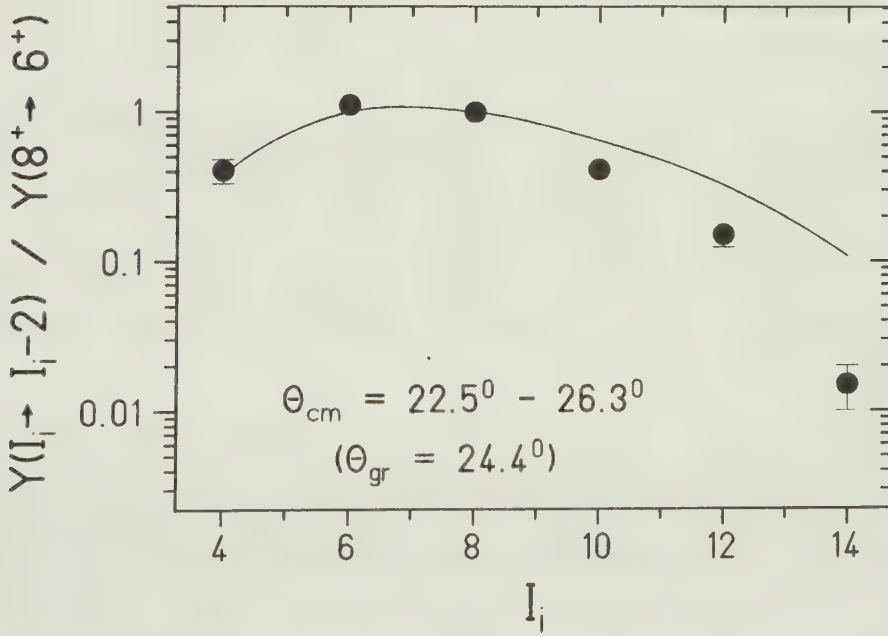


Abbildung 34: Relative γ -Intensitäten (^{232}Th) für einen Streuwinkelbereich um den Grazingwinkel ($22.5^\circ \leq \theta_{cm} \leq 26.3^\circ$) (siehe Abb. 32).

che dargestellt. In den einzelnen Bildern sind die γ -Übergangsstärken der Übergänge $1 \rightarrow 1-2$ normiert auf den Übergang $8^+ \rightarrow 6^+$ der Grundzustandsbande in Abhängigkeit des Spins des Ausgangsniveaus wiedergegeben. Der Streuwinkelbereich von $15.3^\circ \leq \theta_{\text{cm}} \leq 19.2^\circ$ entspricht Abständen dichtester Annäherung von $19.8 \text{ fm} \leq D \leq 24.1 \text{ fm}$ und läßt eine ausschließliche Anregung der Zustände über die Coulombwechselwirkung erwarten. Die Bevölkering von Zuständen mit hohen Spins wird in erster Linie durch Mehrstufen-E2-Prozesse erreicht, wobei der Verlauf der relativen Intensitäten innerhalb der Grundzustandsbande insbesondere einen Test für die Vielfachanregung darstellt. Aus diesem Grund wurde auch eine Normierung auf einen einzigen Übergang der Grundzustandsbande gewählt. Die Betrachtung verschiedener Normierungsmethoden in den Arbeiten von Ower [Owe80] und Gerl [Ger82] zeigen zwar, daß bei geeigneter Wahl der Normierung, z.B. der Form $Y(1 \rightarrow 1-2)/Y(1-2 \rightarrow 1-4)$, die Abhängigkeit dieser Verhältnisse von zum Großteil nur noch einzelnen Matrixelementen gegeben und dadurch eine eindeutige Bestimmung dieser Matrixelemente möglich ist, die hier gewählte Normierung jedoch einen sensitiveren Test für die Anregungsverteilung innerhalb der gesamten Bande darstellt. Abbildung 32 zeigt eine sehr gute Übereinstimmung der experimentellen mit den theoretisch berechneten Intensitätsverhältnissen. Diese ist durch die durchgezogene Kurve wiedergegeben sind. Das gleiche gilt für die anderen gezeigten Streuwinkelbereiche, wobei am Grazingwinkel eine zunehmende Abweichung bei hohen Spins in der Grundzustandsbande festzustellen ist. In erster Näherung läßt sich dennoch festhalten, daß bis hin zu streifenden Stößen ($\theta_{\text{gr.}} = 24.4^\circ$) eine hinreichende Beschreibung der Intensitätsverteilung durch multiple Coulombanregung gegeben ist und hierin auch der wesentliche Anteil zur Anregung der Zustände zu sehen ist.

Neben der Untersuchung der relativen Intensitäten wurde eine Analyse der Emissionswahrscheinlichkeiten durchgeführt, d.h. wie sich die beobachtete Anregung in den verschiedenen Isotopen in Bezug auf den Stoßparameter verhält. Die experimentellen Emissionswahrscheinlichkeiten ($P_{\text{exp.}}$) geben die Wahrscheinlichkeit für die Beobachtung eines bestimmten γ -Übergangs pro quasielastisch gestreutem Teilchen wieder. Wie bereits in Kapitel 4.1 erwähnt sind hierbei Grenzen im Q-Wert und Massentransfer gegeben. Ereignisse, die z.B. zur Spaltung von ^{232}Th führen, sind folglich nicht berücksichtigt. Es soll im folgenden versucht werden, eine Größe zu erstellen, die den Fluß in ei-

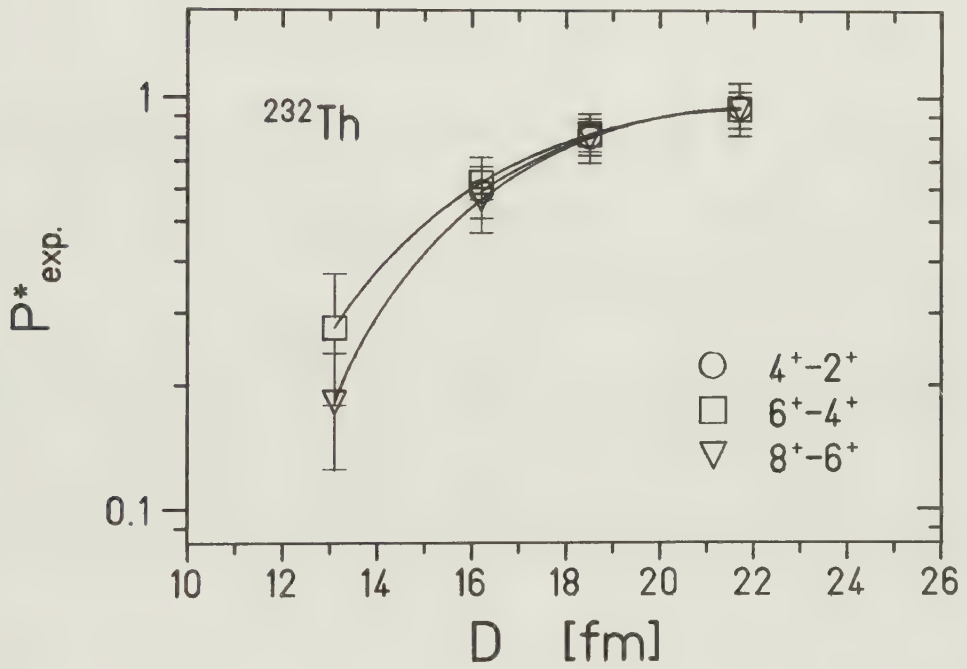


Abbildung 35: Normierte γ -Emissionswahrscheinlichkeit für die Übergänge der Grundzustandsbande im ^{232}Th in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung (siehe Text).

nen konkreten Kanal, d.h. das Maß der Anregung in einem bestimmten Isotop, darstellt. Für die experimentellen Emissionswahrscheinlichkeiten ist demzufolge noch zu berücksichtigen, welchen Anteil der Anregung die einzelnen Zustände repräsentieren. Wie gezeigt wurde, kann die Anregung im ^{232}Th durch die semiklassische Coulombanregung wiedergegeben werden. Aus diesem Grund wurden die Emissionswahrscheinlichkeiten auf die theoretischen Rechnungen normiert.

$$P_{\text{exp.}}^* = \frac{P_{\text{exp.}}}{P_{\text{theo.}}} \quad (39)$$

$P_{\text{theo.}}$ ist hierbei die berechnete Probabilität für die Beobachtung eines Übergangs bei reiner Coulombanregung. $P_{\text{exp.}}^*$ gibt demzufolge die Wahrscheinlichkeit für den elastischen Kanal und die Anregung im ^{232}Th wieder, und $(1-P_{\text{exp.}}^*)$ ist in erster Linie die Wahrscheinlichkeit für Transfer, jedoch jeweils bezogen auf quasielastische Ereignisse.

In Abbildung 33 sind die normierten Emissionswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung für die niedrigsten Übergänge der Grundzustandsbande im ^{232}Th aufgetragen. Dieses Bild zeigt den Entzug für die Anregung von ^{232}Th mit kleiner werdendem Stoßparameter. Um den Grazingwinkel, der einem mittleren Abstand dichtester Annäherung von ca. 16 fm entspricht, ist $P_{\text{exp.}}/P_{\text{theo.}}$ auf einen Wert von $P_{\text{exp.}}^* = 0.6$ abgefallen.

5.1.2 Die Vibrationsbanden

Die Abbildungen 36 und 37 zeigen die relativen γ -Übergangsintensitäten in Abhängigkeit des Abstandes dichtester Annäherung. Die durchgezogene Kurve stellt auch hier das jeweils theoretisch berechnete Intensitätsverhältnis dar. Anhand des Niveauschemas (Abb. 21) ist zu erkennen, daß im Energiebereich von 400 keV bis 900 keV eine große Anzahl von Interbandübergängen liegt. Dies führt dazu, daß die Energieunterschiede zwischen verschiedenen γ -Übergängen oft nur sehr gering sind und es zu Doppel- oder komplexeren Strukturen im Spektrum kommt. Die Konzeption des Experiments als ein erster Überblick

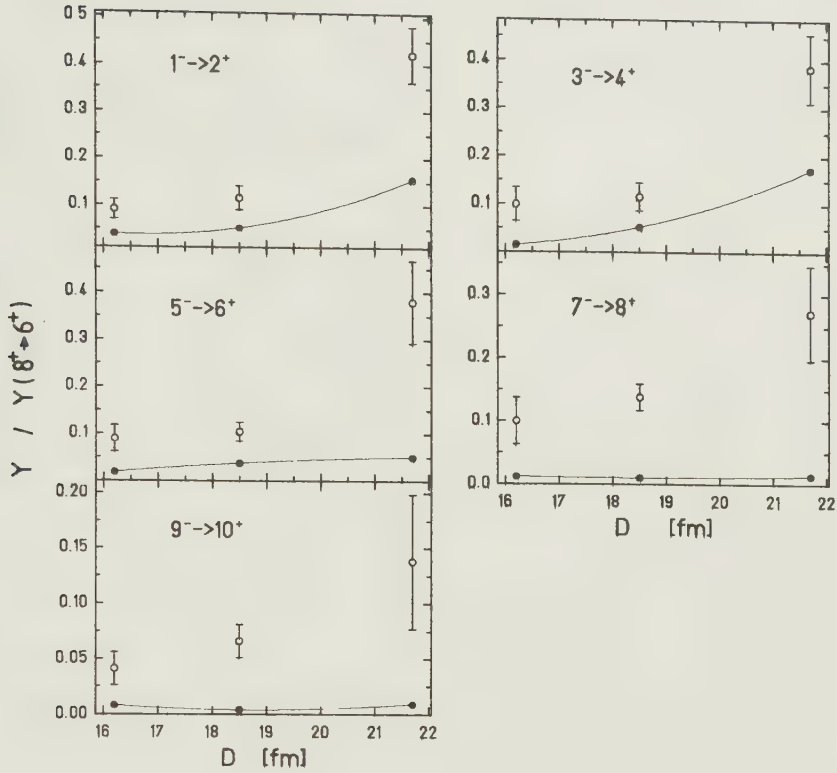


Abbildung 36: Relative γ -Intensitäten für die Übergänge der Oktupolbande zur Grundzustandsbande im ^{232}Th . Wie schon in Abb. 32, so stellt auch hier die durchgezogene Kurve die semiklassische Coulombanregungsrechnung dar.

über die Durchführbarkeit derartiger Experimente bewirkte eine geringere Statistik in den Germanium-Spektren. Diese ließe sich bei einem gezielten Experiment noch verbessern (siehe Kap. 5.4). Bei den vorhandenen komplexen Strukturen im Spektrum ist zu deren Auflösung und einer eingehenden Analyse der Anregung von Vibrationsbanden im ^{232}Th bei hohen Einschußenergien eine ausreichende Statistik notwendig. Insbesondere gilt dies, wenn man die Streuwinkelabhängigkeit untersuchen will. In den beiden gezeigten Abbil-

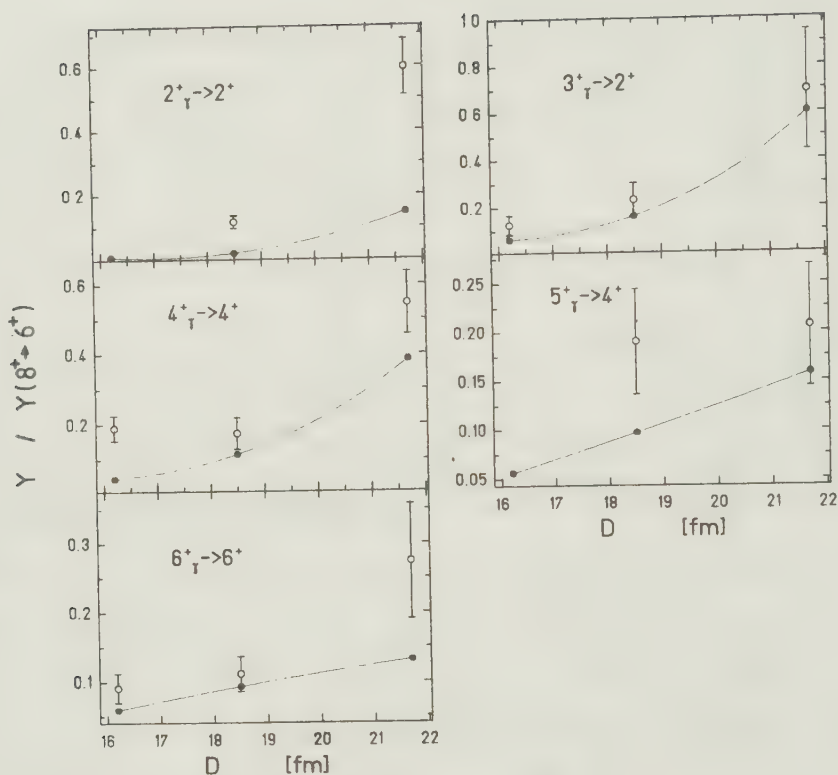


Abbildung 37: In Äquivalenz zu Abb. 36 zeigt dieses Bild die relativen γ -Intensitäten der γ -Bande zur Grundzustandsbande im ^{232}Th in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung.

dungen sind nur die am stärksten beobachteten Übergänge der Oktupol- und γ -Bande zur Grundzustandsbande wiedergegeben. Es zeigt sich ein Trend zur Unterschätzung der experimentell beobachteten Intensitätsverhältnisse. Dies trifft in besonderem Maße für die Übergänge aus der Oktupolbande zu. Für die γ -Bande sind die Unterschiede zum Teil nur geringfügig.

Die Ursache für die bestehenden Diskrepanzen kann in zu kleinen Matrixelementen zu sehen sein oder in der Nichtberücksichtigung der nuklearen An-

regung der Zustände. Deren Einfluß müßte in diesem Fall auf die Vibrationsbanden stärker zum Ausdruck kommen als auf die Grundzustandsbande. Ein weiterer Grund könnte auch in weiteren höherenergetischen Banden liegen, die z.B. vorzugsweise über die Oktupolbande zerfallen und in den theoretischen Rechnungen nicht berücksichtigt wurden.

5.2 Die Anregung im ^{208}Pb

Entsprechend der Betrachtung der Anregung im stark deformierten Targetkern ^{232}Th wurde auch eine Analyse der beobachteten Übergänge im sphärischen Kern ^{208}Pb durchgeführt. Die zum Vergleich erstellten theoretischen Rechnungen zur semiklassischen Coulombanregung beziehen sich auf reine Projektilanregung und berücksichtigen keine gleichzeitige Anregung im Targetkern, wodurch angenommen wird, daß beide Prozesse voneinander entkoppelt sind. Bei den Berechnungen wurden die Zustände 3^- (2016 keV), 2^+ (4086 keV), 5^- (3198 keV) und die noch nicht beobachteten Niveaus des 2-Phonon-Oktupolmultipletts berücksichtigt. Die in die theoretischen Rechnungen eingehenden Zustandsenergien und reduzierten Übergangsmatrixelemente wurden der Literatur entnommen [Mat87, Spe83]. Die Matrixelemente wurden dabei aus den Momenten und $B(E\lambda)$ -Werten ermittelt. Auf die Berechnung der Energien und Matrixelemente der 2-Phononzustände wird an späterer Stelle eingegangen. Ebenso wie im ^{232}Th wurden die Deorientierungskoeffizienten aus der Geschwindigkeitsabhängigkeit nach Michel et al. [Mic81] abgeschätzt.

Abbildung 38 zeigt das Verhältnis des $3^- \rightarrow 0^+$ zum $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung. Die durchgezogene Kurve stellt dabei das theoretisch berechnete Intensitätsverhältnis für reine Coulombanregung dar. Dieses Verhältnis wird von der Theorie unterschätzt. Die Ursachen hierfür liegen in der Nichtberücksichtigung weiterer hochenergetischer Niveaus, die über den 3^- -Zustand zum Grundzustand zerfallen oder des Anteils der nuklearen Wechselwirkung zur Anregung der Zustände. Gerade der letzte angesprochene Punkt ist von Bedeutung, da im Unterschied zur Grundzustandsbande im ^{232}Th in diesem Fall beide Niveaus im wesentlichen über Einstufenprozesse bevölkert werden. Durch die kürzere Wechselwirkungsdauer für die nukleare Wechselwirkung gegenüber der Coulombwechselwirkung ist zu erwarten, daß eine höhere Sensitivität auf diesen Anregungsbeitrag bei Zuständen, die über Einstufenprozesse bevölkert werden, gegeben sein wird. Man würde jedoch auch erwarten, daß dieser Beitrag bei den in diesem Versuch untersuchten Streuwinkelbereichen eine gewisse Stoßparameterabhängigkeit aufweist.

In äquivalenter Weise (siehe Kapitel 5.1) zeigt Abbildung 39 die normierten Emissionswahrscheinlichkeiten für beide Übergänge. Für den $2^+ \rightarrow 0^+$ -Übergang ergibt sich das gleiche Verhalten wie für den Zerfall innerhalb der Grund-

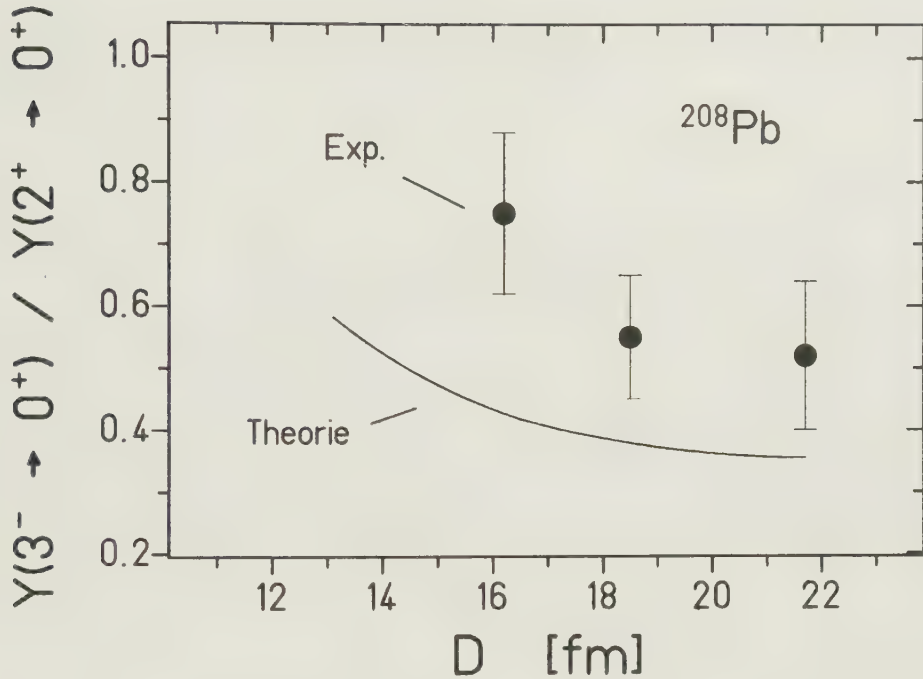


Abbildung 38: Relative γ -Intensitäten des Übergangs $3^- \rightarrow 0^+$ im Verhältnis zum $2^+ \rightarrow 0^+$ (^{208}Pb) in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung. Zum Vergleich ist das für reine Coulombanregung theoretisch berechnete Intensitätsverhältnis wiedergegeben.

zustandsbande im ^{232}Th . Das Verhältnis fällt bei großen Abständen von einem Wert $P_{\text{exp.}}^* = 1$ auf $P_{\text{exp.}}^* = 0.6$ am Grazingwinkel ab. Der Verlauf der Probabilitäten für den $3^- \rightarrow 0^+$ -Zerfall gibt noch einmal die Diskrepanzen im Intensitätsverhältnis beider Zustände wieder.

Interessant erscheint die Betrachtung der Übergangsstärken des Zerfalls vom Zustand $5^- \rightarrow 3^-$ (583 keV) im ^{208}Pb . Abbildung 40 zeigt das gemessene Intensitätsverhältnis in Bezug auf den Zerfall der 1-Phonon-Oktupolvibration zum Grundzustand. Daneben zeigt Kurve a) in diesem Bild das theoretisch berechnete Verhältnis. Im Unterschied zu Kurve b) ist der Zerfall der 2-Phonon-Oktupolzustände zum 5^- -Zustand nicht berücksichtigt. Für die Anregung und

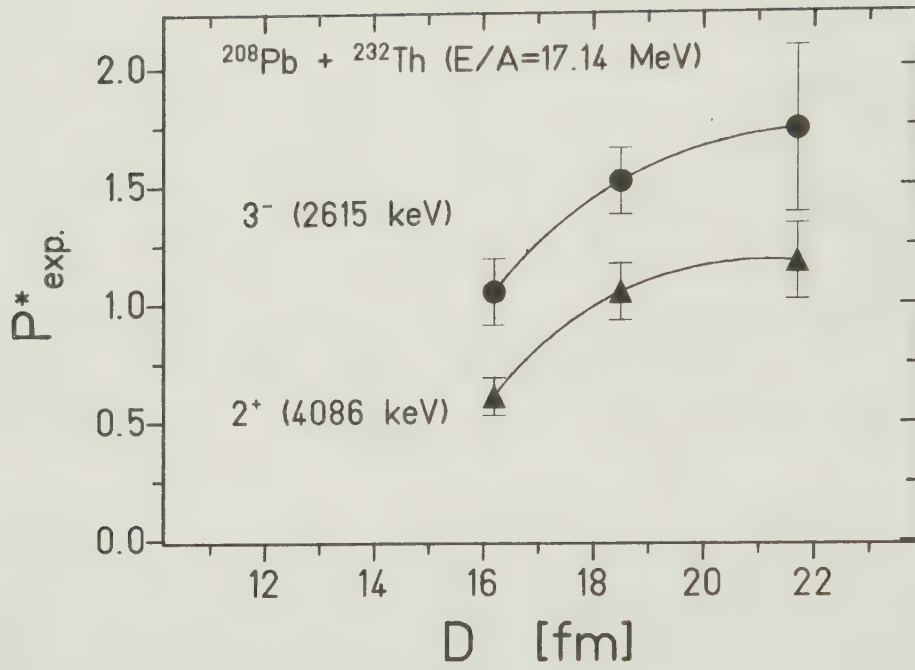


Abbildung 39: Normierte Emissionswahrscheinlichkeit für die Übergänge $3^- \rightarrow 0^+$ und $2^+ \rightarrow 0^+$ im ^{208}Pb .

den Zerfall des 2-Phononmultipletts mit $l=0,2,4,6$ ergibt sich nach Bohr und Mottelson [Boh75] für die reduzierten Übergangswahrscheinlichkeiten ($B(E\lambda)\downarrow$) folgender Ausdruck:

$$\sum_{\zeta_{n-1}, I_{n-1}} B(E\lambda, n_\lambda \zeta_n I_n \rightarrow n_\lambda - 1, \zeta_{n-1} I_{n-1}) = n_\lambda \cdot B(E\lambda, n_\lambda = 1 \rightarrow n_\lambda = 0) \quad (40)$$

Hierbei entspricht n_λ der Anzahl der Phononen und I_n dem Gesamtdrehimpuls. ζ_n charakterisiert zusätzliche Quantenzahlen, die notwendig sind, um zwischen Zuständen mit gleichen I_n und n_λ zu unterscheiden. Dies bedeutet, daß die reduzierte Übergangswahrscheinlichkeit für den Zerfall von den 2-Phononzuständen zum 1-Phononzustand gerade den doppelten Wert der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit vom 1-Phonon zum Grundzustand beträgt. Daraus ergeben sich im ^{208}Pb folgende reduzierte Übergangsmatrixelemente bei einer reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit für den 1-Phononzustand von $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-) = 0.611 \text{ eb}^3$ [Spe83].

$$\begin{aligned} \langle 0^+ || \hat{M}(E3) || 3^- \rangle &= 0.418 \text{ eb}^{\frac{3}{2}} \\ \langle 2^+ || \hat{M}(E3) || 3^- \rangle &= 0.935 \text{ eb}^{\frac{3}{2}} \\ \langle 4^+ || \hat{M}(E3) || 3^- \rangle &= 1.254 \text{ eb}^{\frac{3}{2}} \\ \langle 6^+ || \hat{M}(E3) || 3^- \rangle &= 1.507 \text{ eb}^{\frac{3}{2}} \end{aligned}$$

Es wurde außerdem die Aufhebung der Entartung für das 2-Phononmultiplett aufgrund der Quadrupolwechselwirkung [Boh75] abgeschätzt und berücksichtigt. Hierdurch ergeben sich bei einem Quadrupolmoment des 3^- -Zustandes von $Q(3^-) = -0.34 \text{ eb}$ [Spe83] folgende ungefähren Zustandsenergien:

$$\begin{aligned} E^*(0^+) &\approx 4966 \text{ keV} \\ E^*(2^+) &\approx 5146 \text{ keV} \\ E^*(4^+) &\approx 5362 \text{ keV} \\ E^*(6^+) &\approx 5120 \text{ keV} \end{aligned}$$

Für die Einbeziehung des Zerfalls der 2-Phononzustände zum 5^- -Zustand wurden die Matrixelemente (E3) aus der reduzierten Übergangswahrscheinlichkeit $B(E3, 0^+ \rightarrow 3^-)$ abgeleitet. Bei Beachtung der Auswahlregeln für Drehimpuls und Parität ist ebenfalls der Zerfall über E1-Strahlung möglich. Um eine

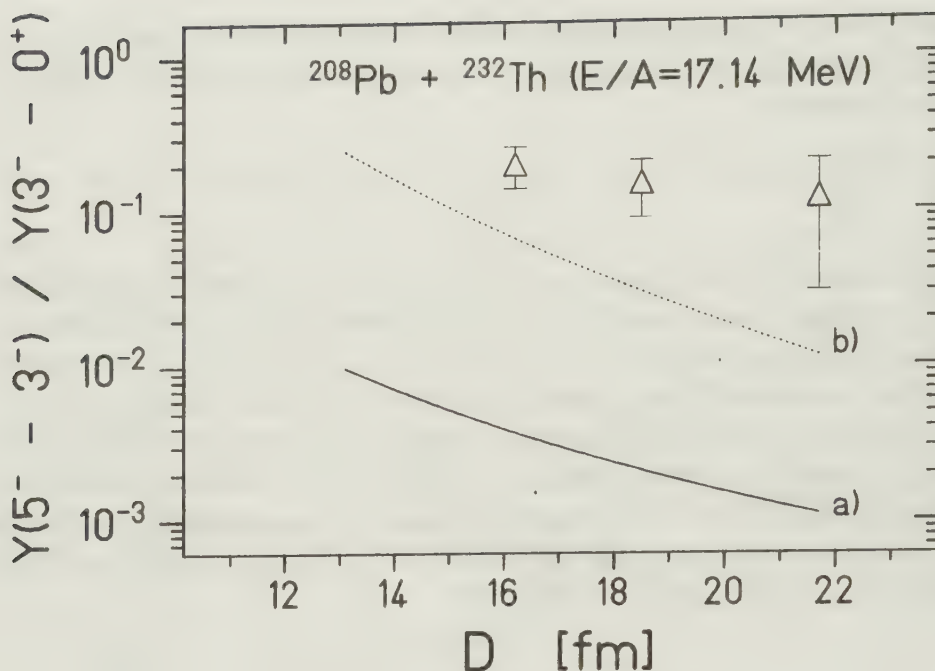


Abbildung 40: Relative γ -Intensität des Übergangs $5^- \rightarrow 3^-$ (583 keV) im ^{208}Pb . Kurve a) stellt das für Coulombanregung berechnete Intensitätsverhältnis dar. In Unterschied zu Kurve a) ist in Kurve b) der Zerfall der 2-Phonon-Oktupolvibrationszustände zum 5^- -Zustand berücksichtigt.

grobe Abschätzung dieser Beiträge zu erlangen, wurden theoretische Rechnungen durchgeführt, wobei in einer ersten Näherung die Matrixelemente aus dem $B(E1)$ -Wert des Übergangs $1^- \rightarrow 0^+$ (4882 keV) errechnet wurden [Mar69].

Abbildung 40 zeigt, daß ohne einbeziehen der Zerfallskanäle über den 5^- -Zustand das Intensitätsverhältnis um mehrere Zehnerpotenzen unterschätzt wird. Kurve b) demonstriert, daß die fehlende Stärke durch die hohen Anregungswahrscheinlichkeiten der 2-Phononzustände teilweise erklärt werden kann. Dies stellt ein erstes Indiz für die Anregung dieser bisher noch nicht beobachteten Zustände dar. Durch die erreichbaren hohen Anregungsenergien bei hohen Einschußenergien ist ebenso eine Einspeisung von Intensität aus weiteren hoch-

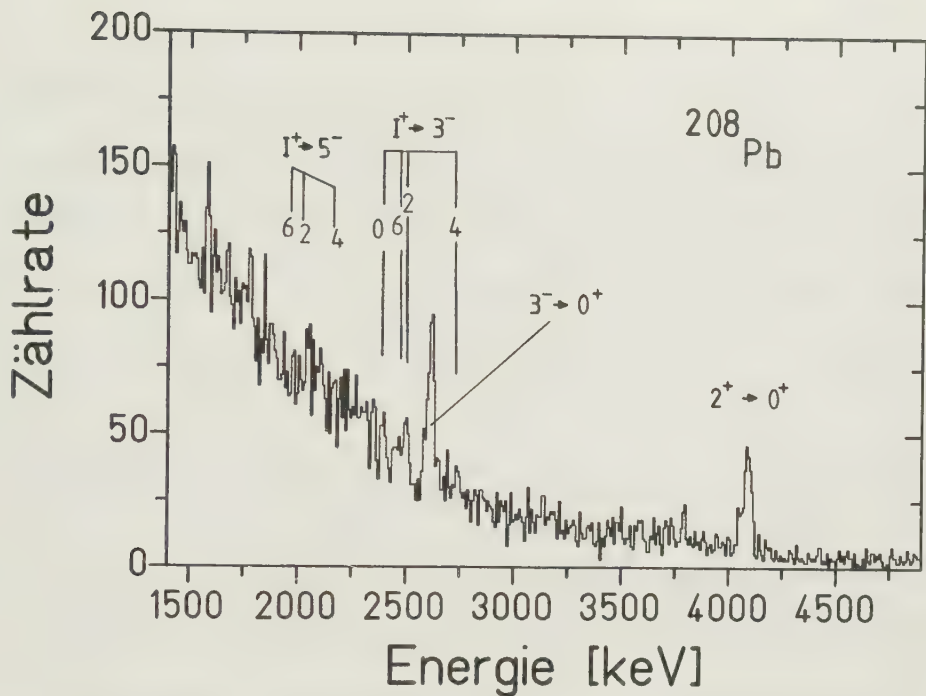


Abbildung 41: Germanium-Spektrum des γ -Zerfalls angeregter Zustände im Projektil ^{208}Pb . Es ist der für die Abregung der 2-Phonon-Zustände interessante Energiebereich dargestellt. Die erwarteten Übergangsenergien sind im Spektrum gekennzeichnet (siehe Text).

energetischen Niveaus vorstellbar, was auch die noch weiterhin bestehenden Diskrepanzen im gezeigten Intensitätsverhältnis erklären würde. Unter anderem liegt eine der Möglichkeiten im Zerfall von Riesenresonanzzuständen im ^{208}Pb über die Emission von γ -Quanten. Wie die Ergebnisse von Beene et al. [Bee88] zeigen, zerfallen diese bevorzugt zum 5^- -Zustand, weniger zu den Zuständen 2^+ und 3^- .

Der aufgezeigte Hinweis für die Anregung des 2-Phonon-Oktupolmultiplikts legt nahe, in den Spektren nach der direkten Beobachtung des Zerfalls dieser Zustände zu forschen. Abbildung 41 zeigt die Summe der γ -Spektren im hierfür interessanten Energiebereich. Die zu beobachtenden Übergänge sind bei den entsprechenden Energien gekennzeichnet. Besonders für den Zerfall $2^+ \rightarrow 3^-$ (~ 2505 keV) bzw. $6^+ \rightarrow 3^-$ (~ 2531 keV) und $4^+ \rightarrow 3^-$ (~ 2747 keV)

sind starke Andeutungen von Peakstrukturen im Spektrum zu erkennen. Wie Abbildung 5 deutlich macht, erwartet man gerade für die Zustände 6^+ und 4^+ die größten Anregungs- und dadurch auch Zerfallswahrscheinlichkeiten. Der Zerfall zum 5^- -Zustand ist in dem Spektrum jedoch nicht angedeutet. Bei Einbeziehen selbst eines geringen E1-Momentes werden die am stärksten angeregten Zustände 6^+ und 4^+ jedoch fast ausschließlich über den 5^- -Zustand entvölkert. Die theoretisch berechneten Zerfallsintensitäten liegen im stärksten Fall ($6^+ \rightarrow 3^-$ bzw. $6^+ \rightarrow 5^-$) bei ca. 7% des Übergangs $3^- \rightarrow 0^+$. Das Intensitätsverhältnis für den beobachteten Übergang bei 2497 keV von $I_\gamma(2497 \text{ keV})/I_\gamma(3^- \rightarrow 0^+) = 0.16 \pm 0.09$ liegt im Bereich der erwarteten Größenordnung. Die Ergebnisse von Wollersheim et al. [Wol88] im System $^{208}\text{Pb} + ^{208}\text{Pb}$ bei einer Einschußenergie von 20% über der Coulombbarriere zeigen ebenfalls die Beobachtung dieses Übergangs. Die dort extrahierte γ -Multiplizität für diese γ -Linie weist darauf hin, daß es sich hierbei nicht um einen direkten Zerfall zum Grundzustand, sondern um einen 2-Stufen-Prozeß handelt.

Dies alles deutet auf eine Anregung des 2-Phononmultipletts hin. Eine endgültige Klärung dieser Frage ist in dieser ersten spektroskopischen Untersuchung bei hohen Einschußenergien nicht möglich und nur in einem weitergehenden Experiment mit besserer Statistik zu erwarten.

5.3 Grazing-Kollisionen

In den vorangegangenen Kapiteln wurde die Anregung von Target und Projektil behandelt. Für den Streuwinkelbereich um den Grazingwinkel zeigt sich die Beobachtung von Übergängen in den Nachbarisotopen von beiden Reaktionspartnern (siehe Abb. 20 und Abb. 24). Die Ursache hierfür ist im Wenig-Nukleonen-Transfer zu sehen [Ger87,Eck87]. Aus diesem Grund soll in diesem Kapitel auf den Bereich der Grazing-Kollisionen gesondert eingegangen werden.

Bei Korrektur der Dopplerverschiebung in Bezug auf die Targetbewegung sind die Übergänge der Grundzustandsbande im ^{230}Th zu beobachten. Daneben zeigt sich der Zerfall von Zuständen im ^{231}Th und ^{228}Th . Abbildung 42 gibt in Äquivalenz zu Abbildung 34 die relativen Intensitäten im ^{230}Th in Bezug auf den Übergang $8^+ \rightarrow 6^+$ wieder. Zum Vergleich hierzu wurden semiklassische Coulombanregungsrechnungen durchgeführt, wobei sich diese auf das System $^{208}\text{Pb} + ^{230}\text{Th}$ beziehen. Die durchgezogene Kurve in Abb. 42 gibt diese theoretische Rechnung wieder. Im Unterschied zur Coulombanregung von ^{232}Th zeigt sich eine hierzu abweichende Intensitätsverteilung, die verstärkt zu einer Bevölkung von Zuständen mit höheren Drehimpulsen tendiert und deren Zerfall man dann in größerem Maße beobachtet. Dieses Bild wird unterstützt durch die Ergebnisse von Gerl et al. [Ger87] im System $^{18}\text{O} + ^{232}\text{Th}$ und $^{90}\text{Zr} + ^{232}\text{Th}$, bei dem der 2-Neutronentransfer mit einem höheren Austausch an Energie und Drehimpuls verbunden ist und bevorzugt zu Zuständen oberhalb der Yrast-Bande verläuft. Die einfache Anschauung, daß die Anregung von Rotationszuständen unabhängig vom Transfer einzelner Nukleonen zu sehen ist, ist damit nur sehr bedingt zulässig. Damit ergeben sich jedoch auch Schwierigkeiten für den Vergleich von Intensitäten aus den verschiedenen Th-Isotopen. Es stellt sich die Frage, ob aus den beobachteten Übergängen ein Maß für den Transfer extrahiert werden kann, d.h. welchen Anteil für die Bevölkung eines gewissen Ausgangskanals ein einzelner Übergang darstellt. Für die gg-Kerne ^{230}Th und ^{228}Th ist sicherlich anzunehmen, daß der Transfer mit einem höheren Energieaustausch verbunden ist, daß der anschließende Zerfall auch zu einem größeren Anteil über die niederenergetischen Zustände der Grundzustandsbande erfolgt. Aus diesem Grund stellt die korrigierte experimentelle Emissionswahrscheinlichkeit (P_{exp}^*) des jeweilig niedrigsten zu beobachtenden Übergangs (meist $6^+ \rightarrow 4^+$) nur eine Abschätzung für den Transfer dar.

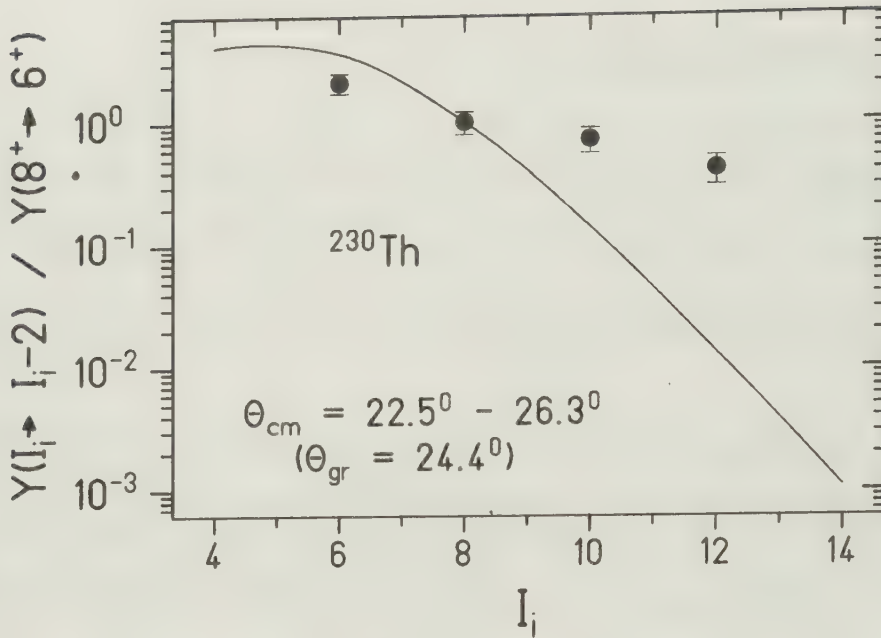


Abbildung 42: Relative γ -Intensitäten im ^{230}Th für einen Streuwinkelbereich um den Grazingwinkel. Die durchgezogene Kurve gibt eine semiklassische Coulombanregungsrechnung für das System $^{208}\text{Pb} + ^{230}\text{Th}$ wieder.

Abbildung 44 zeigt den Vergleich der Probabilitäten für die verschiedenen Th-Isotope. Für ^{231}Th ergibt die normierte Emissionswahrscheinlichkeit sehr hohe Werte. Die Ursache hierfür liegt in der komplexeren Bandenstruktur im ^{231}Th . Es ist in diesem Fall zu erwarten, daß die beobachteten Übergangsstärken nur unzureichend durch die theoretischen Coulombanregungsrechnungen wiedergegeben werden.

Die gleichen Argumente gelten für die am Grazingwinkel beobachteten Übergänge in den projektilähnlichen Kernen (Abbildung 45). Auch hier ist die korrigierte Emissionswahrscheinlichkeit des Übergangs $5/2^- \rightarrow 1/2^-$ im ^{207}Pb in Äquivalenz zum ^{231}Th mit großer Wahrscheinlichkeit durch die Rechnung stark unterschätzt.

Die diskutierten Aspekte spiegeln auch die Schwierigkeiten beim direkten Vergleich von Übergangsintensitäten direkt zueinander korrelierter Transfer-

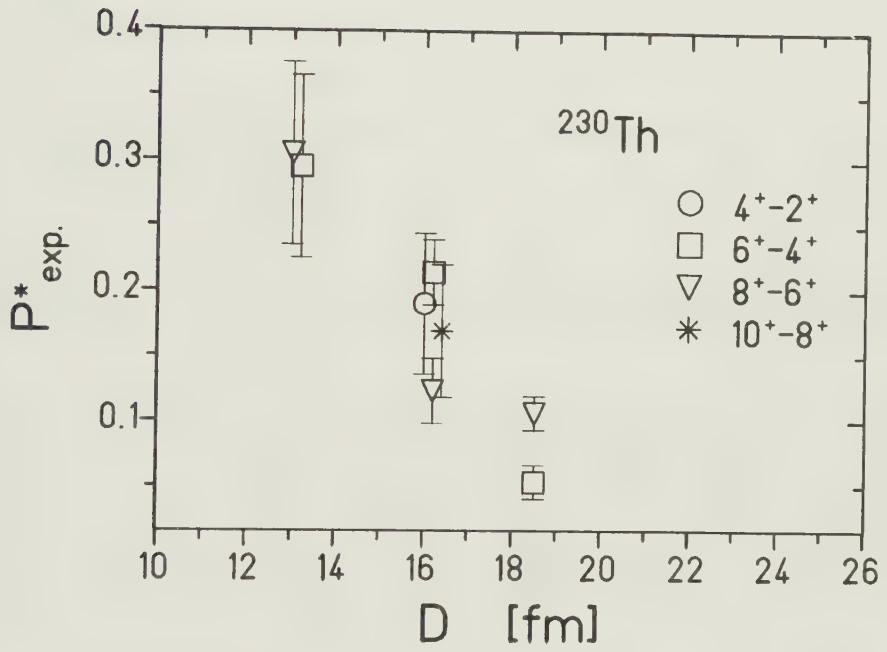


Abbildung 43: Die auf semiklassische Coulombanregungsrechnungen ($^{208}\text{Pb} + ^{230}\text{Th}$) normierten γ -Emissionswahrscheinlichkeiten für die Übergänge der Grundzustandsbande im ^{230}Th in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung.

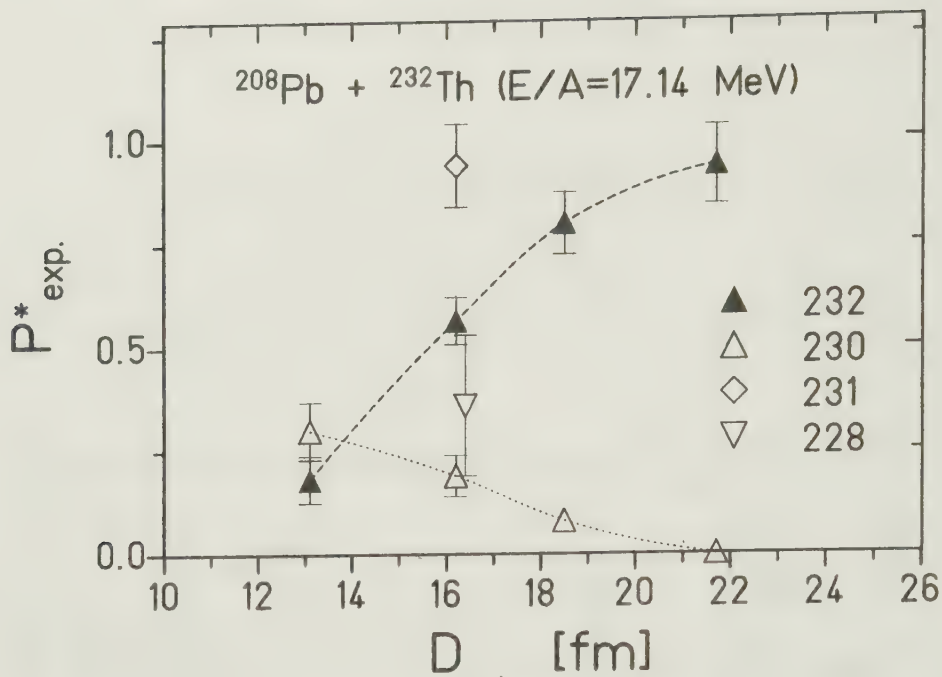


Abbildung 44: Normierte Emissionswahrscheinlichkeiten für die beobachteten Th-Isotope in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung.

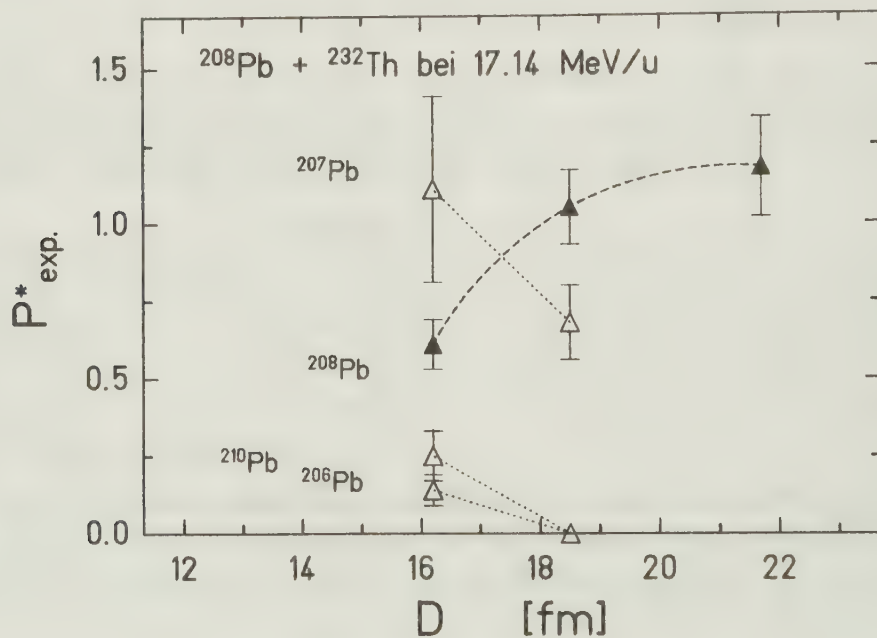


Abbildung 45: Normierte Emissionswahrscheinlichkeiten für die beobachteten Pb-Isotope in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung.

partner wieder. So ist die Frage von Interesse, ob die Beobachtung von Übergangsstärken (z.B. im ^{230}Th) am Grazingwinkel mit entsprechenden Übergangsraten im zugehörigen Transferpartner (^{210}Pb) verbunden ist. In den meisten Fällen ist die Wahrnehmung von γ -Übergängen in den Spektren für die entsprechenden Partner nicht gegeben. Für $^{230}\text{Th} / ^{210}\text{Pb}$ wurde der Übergang bei 805 keV als $2^+ \rightarrow 0^+$ im ^{210}Pb angenommen und mit dem $6^+ \rightarrow 4^+$ im ^{230}Th verglichen.

$$P_{\text{exp.}}(^{230}\text{Th}) = 0.20 \pm 0.05 \quad P_{\text{exp.}}(^{210}\text{Pb}) = 0.25 \pm 0.08$$

Die in erster Näherung gemachte Annahme, daß ein wesentlicher Anteil zur Bevölkerung der Zustände durch elektromagnetische Anregung gegeben ist, berücksichtigt die unterschiedlich erwarteten Zerfallsstärken in den verschiedenen Kernen. Dadurch ist gezeigt, daß die Nichtbeobachtung korrespondierender Transferpartner durchaus in der unterschiedlichen Struktur beider Kerne liegen kann.

Abschließend ist zu bemerken, daß eine genauere Analyse der Transferreaktionen nicht möglich ist. Hierzu ist eine gezieltere Untersuchung mit höherer Statistik notwendig. Weiterhin wären Rechnungen mit gekoppelten Kanälen unter Einschluß der nuklearen Wechselwirkung von Vorteil. Diese sind im gewählten System, bei Einbeziehung der Anregungszustände - besonders im Thorium - und einer hohen Anzahl von Partialwellen, äußerst aufwendig und komplex.

5.4 Ausblick auf zukünftige Experimente

Die demonstrierte Durchführbarkeit spektroskopischer Untersuchungen bei hohen Einschußenergien zeigt, daß es sinnvoll ist, weitere Experimente dieser Art durchzuführen. Die hierbei erzielten Anregungsenergien bei elektromagnetischer Anregung erweitern die Untersuchungsmöglichkeiten auf einen Bereich von Zuständen, der zum größten Teil bisher nicht zugänglich war. Dies wird unterstrichen durch die diskutierten Indizien für die Beobachtung von 2-Phonon-Oktupolvibrationszuständen im ^{208}Pb .

Aus diesem Grund seien an dieser Stelle noch einige Bemerkungen bezüglich zukünftiger Experimente gemacht. So ist festzustellen, daß eine weitergehende Analyse der kinematischen Größen der am Stoßprozeß beteiligten Reaktionspartner sehr hilfreich wäre. Hierunter ist in erster Linie eine Bestimmung der totalen kinetischen Energie sowie der Massen zu verstehen. Dazu ist jedoch auf eine sehr gute Zeit- und Winkelauflösung zu achten. Außerdem sollte das Verhältnis von Zeitauflösung zur Flugstrecke der Teilchen verbessert werden. Alternativ ist auch die Verwendung eines Magnetspektrometers vorstellbar. Besonders die Winkelauflösung sollte weiter verbessert werden, da die elektromagnetischen Anregungswahrscheinlichkeiten der zu untersuchenden Zustände äußerst sensitiv auf den Streuwinkel sind. Dies gilt bei hohen Einschußenergien in weitaus stärkerem Maße als bei Experimenten an der Coulombbarriere.

Die Optimierung zukünftiger Experimente auf spezielle Fragestellungen bei der Spektroskopie nach quasielastischen Stößen läßt außerdem weitaus höhere Statistik zu. So lag die Limitierung in dem hier dargestellten Versuch in der Aufnahme- und Verarbeitungskapazität der Rechner. Dies war dadurch gegeben, daß man sich eine hohe Variabilität in den Analysemöglichkeiten offen halten wollte. Eine entsprechende Vorselektion durch Hardware- oder Software-Lösungen würde somit eine bessere Auslastung ermöglichen. Da die quasielastischen Prozesse sich auf einen engen Winkelbereich einschränken lassen, ist keine vollständige Abdeckung des gesamten Raumwinkels für den Teilchennachweis notwendig. Es ist außerdem zu bemerken, daß die einzelnen Detektoren in den verschiedenen Zählergruppen eine Steigerung der Einzelzählraten um mindestens einen Faktor 5 zulassen. Dadurch wäre auch die Verwendung von höheren Strahlströmen möglich.

Eines der am meisten zu beachtenden Probleme bei zukünftigen Experi-

menten wird weiterhin im Nachweis der Targetrückstoßkerne liegen. Bei Verwendung noch höherer Einschußenergien liegt deren kinetische Energie bei so geringen Werten, daß alternative Methoden zur Selektion stark peripherer Prozesse zur Anwendung kommen müssen [Eml87]. Die Verwendung von höheren Einschußenergien erscheint zum Erzielen noch höherer Anregungsenergien und der damit verbundenen Erweiterung auf Bereiche so interessanter Fragestellungen wie der Multiphononanregung von Riesenresonanzen jedoch notwendig.

6 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden mit Hilfe eines Teilchen-Teilchen- γ - und Teilchen-Teilchen-Neutronen-Koinzidenzexperimente γ - und neutronenspektroskopische Untersuchungen nach quasielastischen Stößen bei Einschußenergien weit oberhalb der Coulombbarriere durchgeführt. Durch die vorliegende Arbeit konnte die Durchführbarkeit derartiger Experimente demonstriert werden.

Der hohe Reaktionswirkungsquerschnitt ($\sigma_R = 0.7 \cdot \sigma_{\text{geo.}}$) für kleine Stoßparameter und die dabei auftretenden hohen Multiplizitäten stellen eine große Schwierigkeit bei der Durchführung spektroskopischer Untersuchungen dar. Die dadurch notwendige Selektion der interessierenden quasielastischen Prozesse erfolgte mit Hilfe kinematischer Kriterien für beide am Stoßprozeß beteiligten Teilchen. Dies ermöglichte die Anwendung hochauflösender γ -spektroskopischer Methoden resultierend in Spektren vergleichbarer Qualität im Verhältnis zu Messungen an der Coulombbarriere.

Für die Untersuchung des γ -Zerfalls ergibt sich durch die notwendige, jeweils unterschiedliche Korrektur der Dopplerverschiebung die Möglichkeit, Anregungen im Projektil und im Target zu studieren. So zeigt sich im Falle von ^{232}Th neben der Beobachtung der Grundzustandsbande bis zum Spin 14 h auch eine sehr große Anzahl von Übergängen aus Vibrationsseitenbanden. Aus den Spektren wurden die γ -Emissionswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit des Abstands dichtester Annäherung extrahiert. Wie der Vergleich der beobachteten Übergangsraten mit durchgeführten semiklassischen Coulombanregungsrechnungen zeigt, sind diese in erster Linie durch die elektromagnetische Anregung der Zustände zu erklären.

Wie in entsprechenden Experimenten an der Coulombbarriere [Ger87,Eck87], so ist auch bei dieser Messung die Beobachtung von kollektiven Zuständen in Nachbarisotopen von Projektil und Target am Grazingwinkel gegeben. Diese sind in erster Linie auf Neutronentransferreaktionen zurückzuführen.

Prinzipiell ergeben sich bei der elektromagnetischen Anregung kollektiver Zustände bei hohen Einschußenergien eine Reihe von Unterschieden gegenüber niedrigen Einschußenergien. Zum einen werden stark multiple Anregungen herabgesetzt, wie in den Spektren anhand der Übergänge der Grundzustandsbande im stark deformierten Kern ^{232}Th zu beobachten ist. Zum anderen steigt

die maximale Anregungsenergie, die bei Einstufenprozessen übertragen werden kann, stark an. Dies konnte unter anderem durch die beobachteten hohen Übergangsraten aus hochenergetischen Zuständen wie z.B. dem 2^+ -Zustand (4085 keV) im ^{208}Pb demonstriert werden.

Dadurch ergibt sich die Möglichkeit zur Untersuchung kollektiver Zustände, die bisher nicht oder nur mit zu geringen Anregungsamplituden erreichbar waren. Ein Beispiel hierfür sind die Multiphononzustände kollektiver Schwingungsmoden in schweren Kernen. So zeigt sich ein erster Hinweis in dem in dieser Arbeit durchgeführten Experiment für die Beobachtung des 2-Phonon-Oktupolmultipletts im ^{208}Pb mit einer Anregungsenergie von ca. 5.2 MeV.

Die Untersuchung der Zerfallskanäle sehr hochenergetischer Zustände macht die Messung emittierter Neutronen notwendig. Dieser Zerfall erfolgt zumeist in statistischer Form. So konnte aus den im Experiment aufgenommenen Neutronenenergieverteilungen im Rahmen des Statistischen Modells die Kerntemperatur bestimmt werden.

Abschließend ist zu bemerken, daß, wie diese Arbeit zeigen konnte, die Verwendung hoher Einschußenergien die Untersuchung der elektromagnetischen Anregung hochenergetischer kollektiver Zustände ermöglicht. Insbesondere durch Ausnutzung noch höherer Einschußenergien, wie sie am SIS der GSI in Darmstadt gegeben sein werden, erscheinen weitergehende Untersuchungen von Interesse. So sind z.B. in relativistischen Schwerionenstößen hohe Anregungswahrscheinlichkeiten für Riesenresonanzen und die Beobachtung von Multiphononzuständen dieser Schwingungsmoden zu erwarten [Eml88].

Literatur

- [Abr53] A. Abragam, R.V. Pound,
Phys. Rev. 92 (1953) 943
- [Ald66] K. Alder and A. Winther,
Coulom Excitation ,
Academic Press New York/London (1966)
- [Ald75] K. Alder and A. Winther,
Electromagnetic Excitation,
North Holland Amsterdam (1975)
- [Ari76] A. Arima, F. Iachello ,
Ann. of Phys. 99 (1976) 253
- [Ari78] A. Arima, F. Iachello ,
Ann. of Phys. 111 (1978) 201
- [Bar71] J. Barrette, G. Lammoureux, S. Monaro,
Nucl. Instr. and Meth. 93 (1971) 1
- [Bas80] R. Bass,
Nuclear Reactions with Heavy Ions,
Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1980) 15
- [Bee88] J.R. Beene, R.L. Varner, F.E. Bertrand,
Nucl. Phys. A482 (1988) 407c und
J.R. Beene, F.E. Bertrand, M.L. Halbert, R.L. Auble, D.C. Hensley,
D.J. Horen, R.L. Robinson, R.O. Sayer, T.P. Sjoreen, Proceedings,
Niels Bohr Centennial Conference, North Holland (1985) 503 und
Proceedings, Int. Conf. on Nucl. Phys. with Heavy Ions, Harwood
Acad. Publ. (1983) 161
- [Ber80] F.E. Bertrand,
Giant Multipol Resonances ,
Harwood Acad. Pub., Chur , (1980)

- [Ber81] F.E. Bertrand,
Nucl. Phys. A354 (1981) 129c
- [Ber87] C.A. Bertulani, G. Baur,
Kernforschungsanlage Jülich, Jül-2163 (1987)
- [Bir64] J.B. Birks,
The Theory and Practice of Scintillation Counting, Oxford (1964)
- [Bla59] J.M. Blatt, V.F. Weißkopf,
Theoretical Nuclear Physics, New York (1959)
- [Boc82] R. Bock, K.T. Chu, M. Dakowski, A. Gobbi, E. Grosse, A. Olmi, H. Sann, D. Schwalm, U. Lynen, W. Müller, S. Bjornholm, H. Esbensen, W. Wölfl, E. Morenzoni,
Nucl. Phys. A388 (1982) 334
- [Boe68] J. de Boer, J. Eichler,
Advances in Nucl. Phys. Vol. I (1968) 1
- [Boe85] F.W.N. de Boer, H.J. Wollersheim, H. Emling, H. Grein, E. Grosse, W. Spreng, G. Eckert, Th.W. Elze, K. Stelzer, Ch. Lauterbach,
Z. Phys. A325 (1985) 457
- [Boh52] A. Bohr,
Mat. Fys. Medd. Dan. Vid.. Sel 26 (1952) No.14
- [Boh75] A. Bohr, B.R. Mottelson, .
Nuclear Structure Vol.II,
W.A. Benjamin Inc., Reading, London/Amsterdam (1975)
- [But64] H. von Buttlar,
Einführung in die Grundlagen der Kernphysik,
Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt (1964) 323
- [Cam69] D.C. Camp, A.L. van Lehn,
Nucl. Instr. Meth. 76 (1969) 192
- [Car81] L.S. Cardman,
Nucl. Phys. A354 (1981) 173c

- [Cie68] S. Cierjacks,
KFK-1000, Karlsruhe (1968)
- [Chu79] Y.T Chu, H.W. Daues, H. Sann,
GSI Scientific Report (1979)
- [Cla87] N. Claytor,
Proceedings of the 8th High Energy Heavy Ion Study, Lawrence Berkeley Laboratory (1988)
- [Die73] R. Dietze ,
PTB-Bericht PTB-ND-4, Braunschweig (1973)
- [Eck87] G. Eckert, Th.W. Elze, Th. Happ, K. Stelzer, H.J. Wollersheim, H. Grein, R. Kulesa, W. Henning, E. Lubkiewicz, R.O. Nelson, Ch. Lauterbach,
GSI Scientific Report (1987) 48, GSI Scientific Report (1986) 26
- [Eck88] G. Eckert,
Dissertation , Universität Frankfurt (voraussichtlich 1989) ,
und private Mitteilungen
- [Eis70] J.M. Eisenberg, W. Greiner,
Nuclear Theory Vol.1,
North Holland , Amsterdam (1970)
- [Elz85] Th.W. Elze,
Proceedings, Niels Bohr Centennial Conference, North Holland (1985) 101
- [Eml86] H. Emling, F. Azugui, M. Däther, S. Doeberreiner, H. Grein, C. Michel, H.J. Wollersheim,
Nucl. Instr. and Meth. A249 (1986) 320
- [Eml87] H. Emling, H. Grein, E. Grosse, W. Henning, R.S. Simon, H.J. Wollersheim, T. Matulewicz, H. Freiersleben, J.V. Kratz, Th. W. Elze, K. Stelzer, R. Kulesa,
Nuclear and Electromagnetic Excitation and Cold Production of Exotic Fragments in Relativistic Heavy Ion Collisions,
Proposal SIS (1987)

- [Eml88] H. Emling,
Proceedings of the 8th High Energy Heavy Ion Study, Lawrence Berkeley Laboratory (1988)
- [Eva55] R. Evans,
The Atomic Nucleus, McGraw-Hill, New York (1955) 767
- [Fey63] R.P. Feynman, B. Leighton, M. Sands,
The Feynman Lectures on Physics Vol. I,
Addison-Wesley Pub. Comp., Reading (1963)
- [Ger82] J. Gerl,
Dissertation 1983, Universität Frankfurt
- [Ger83] J. Gerl, Th.W. Elze, H. Ower, K. Ronge, H. Bohn, T. Faestermann,
Phy. Lett. 120B (1983) 83
- [Ger87] J. Gerl, W. Korten, Ch. Ender, D. Schwalm, H.J. Wollersheim,
GSI Scientific Report (1987) 47, GSI Scientific Report (1986) 44
- [Gil65] A. Gilbert, C. Cameron,
Can. Journ. Phys. 43 (1965) 1446
- [Gil88] R. Gilsbach,
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1988)
- [Gla74] D.W. Glasgow, D.E. Velkley, J.D. Brandenberger, M.T. McEllistrem,
H.J. Hennecke, D.V. Breitenbecher,
Nucl. Instr. and Meth. 114 (1974) 521
- [Gol82] G. Goldring,
Heavy Ion Collisions Vol.3,
North Holland, Amsterdam (1982)
- [GOO88] GSI Online Offline System, Handbuch der GOOSY-Gruppe GSI
(1988)
- [Gra85] H. Grawe,
Vicksi Info III/85 , Hahn Meitner Institut , Berlin (1985)

- [Gri69] G.A. Grin, B. Vaucher, J.C. Alder, C. Joseph,
Helv. Phys. Acta 42 (1969) 990
- [Gru85] A. Gruppe,
Dissertation, Universität Frankfurt (1985)
- [Hap87] Th. Happ, Th.W. Elze, H. Rudolph, K. Stelzer, G. Eckert, R.O.
Nelson, H. Emling, H.J. Wollersheim, W. Henning, H. Grein, E.
Grosse, R. Kulessa, E. Lubkiewicz, T. Matulewicz,
GSI Scientific Report (1987) 60
- [Her87] N. Hermann,
Dissertation, Universität Heidelberg (1987)
- [How80] W.M. Howard, P. Möller,
Atomic Data and Nucl. Data Tables 25 (1980) 219
- [Joh82] N.R. Johnson,
Proceedings of the Conf. on High Angular Momentum Properties of
Nuclei, Oak Ridge 1982, Harwood Academic Publishers, Chur, New
York (1982)
- [Kor87] W. Korten, J. Gerl, Ch. Ender, D. Habs, U.v. Helmholt, H.W. Heyng,
D. Schwalm,
Jahresbericht MPI Heidelberg (1987)
- [Mar86] M.J. Martin,
Nuclear Data Sheets 47 (1986) 797
- [Mar69] P. Marmier , E. Sheldon,
Physics of Nuclei and Particles Vol.I,
Academic Press, New York/London (1969)
- [Mar86] M.J. Martin,
Nuclear Data Sheets 47 (1986) 797
- [Mas70] T.G. Masterson,
Nucl. Instr. and Meth. 88 (1970) 61

- [Mat87] T. Matulewicz,
private Mitteilungen
- [Mic81] C. Michel, H. Emling, E. Grosse, R. Kulessa, R. Piercey, D. Schwalm,
G. Seiler-Clark, J. Stachel, H.J. Wollersheim,
GSI Scientific Report, GSI 82-1 (1981) 55
- [Mos66] J. Mösner, G. Schmidt, J. Schintlmeister,
Nucl. Phys. 75 (1966) 113
- [Mue86] J. Müller
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1986)
- [Nee82] R.E. Neese, M.W. Guidry,
Phys. Rev. C25 (1982) 881
- [Nol85] P.J. Nolan, D.W. Gifford, P.J. Twin,
Nucl. Instr. And Meth. A236 (1985) 95
- [Nov87] R. Novotny, R. Riess, R. Hingmann, H. Ströher, R.D. Fischer, G.
Koch, W. Kühn, V. Metag, R. Mühlhans, U. Kneisel, W. Wilke, B.
Haas, J.P. Vivien, R. Beck, B. Schoch, Y. Schütz,
Nucl. Instr. and Meth. A262 (1987) 340
- [Ock78] W.J. Ockels,
Z. Physik A286 (1978) 181
- [Owe80] H. Ower,
Dissertation 1980, Universität Frankfurt
- [Owe82] H. Ower, Th.W. Elze, J. Idzko, K. Stelzer, E. Grosse, H. Emling, P.
Fuchs, D. Schwalm, H.J. Wollersheim, N. Kaffrell, N. Trautmann,
Nucl. Phys. A388 (1982) 421
- [Pel82] D. Pelte , D. Schwalm ,
Heavy Ion Collision Vol.3 , R. Bock
North-Holland , Amsterdam (1982)

- [Pit80] R. Pitthan,
Giant Multipol Resonances ,
Harwood Acad. Pub., Chur (1980) 161
- [Pli79] J. van der Plicht, M.N. Harakeh, A. van der Woude, P. David, J.
Debrus,
Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 1121
- [Row75] N. Rowley, P. Colombani,
Phys. Rev. C11 (1975) 648
- [Rud87] H. Rudolph
Diplomarbeit, Universität Frankfurt (1987)
- [SAT88] Experiment Data Acquisition and Analysis System, Handbuch der
SATAN-Gruppe GSI Vol.I+II, GSI 88-16 (1988)
- [Sch72] D. Schwalm, A. Bamberger, P.G. Bizetti, B. Povh, G.A.P. Engelber-
tink, J.W. Olness, E.K. Worburton,
Nucl. Phys. A192 (1972) 449
- [Sch77] M.R. Schmorak,
Nuclear Data Sheets 20 (1977) 165
- [Sch82] M.R. Schmorak,
Nuclear Data Sheets 36 (1982) 367
- [Sch87] R. Schmidt, J.V. Kratz, H. Emling, H. Grein E. Grosse, R. Freifelder,
W. Henning, N. Hermann, R. Kulesa, T. Matulewicz, R.S. Simon, J.
Wessels, H.J. Wollersheim, B. Schoch, J. Vogt, M. Wilhelm, R.V.F.
Janssens,
GSI Scientific Report 1987 , GSI-88-1 (1988) 295
- [Sie68] K. Siegbahn,
Alpha-,Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy Vol.2 ,
North-Holland , Amsterdam (1968)
- [Sim82] R.S. Simon ,R.P. Devito, H. Emling, R. Kulesa, Ch. Briancon, A.
Lefebvre,
Phys. Lett. 108B (1982) 87

- [SIS88] Forschungs- und Entwicklungsprogramm 1988, GSI Report GSI-88-02 (1988),
Ausbaupläne der GSI, GSI (1984),
Proceedings of the Workshop on Experiments and Experimental Facilities at SIS/ESR, GSI Report GSI-87-7 (1987)
- [Spe83] R.H. Spear, W.J. Vermeer, M.T. Esat, J.A. Kuehner, A.M. Baxter, S. Hinds,
Phys. Lett. 128B (1983) 29
- [Ste81] H. Stelzer,
Nucl. Phys. A354 (1981) 433c
- [Ste83] H. Stelzer,
Lecture Notes in Physics Vol.178, Berlin (1983)
- [Str80] Int. Conf. on Nuclear Behaviour at High Angular Momentum,
Journal de Physique, Strasbourg (1980)
- [Tse82] I. Tserruya, A. Breskin, R. Chechik, Z. Fraenkel, S. Wald, R. Bock, M. Dakowski, A. Gobbi, H. Sann, R. Bass, G. Kreyling, R. Renfort, K. Stelzer, U. Arlt,
Phys. Rev. C26 (1982) 2509
- [Vey73] A. Veyssiere, H. Beil, R. Bergere, P. Carlos, A. Lepretre, K. Kernbath,
Nucl. Phys. A199 (1973) 45
- [Win79] A. Winther, K. Alder,
Nucl. Phys. A319 (1979) 518
- [Wis84] K. Wisshak, F. Käppeler,
Nucl. Instr. and Meth. 227 (1984) 91
- [Wol88] H.J. Wollersheim , private Mitteilungen
- [Zhu86] Y.C.Zhu, J.G. Lu, J. Lie, Y.Y. Shao, H.S. Sun, B.Z. Dong, G.P. Zhou, Z.P. Zheng, F.Z. Cui, C.J. Yu,
Nucl. Instr. and Meth. A244 (1986) 577

Danksagung

Den Geschäftsführenden Direktoren des Instituts für Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität, Herrn Prof. Dr. K. Bethge und Herrn Prof. Dr. R. Stock, danke ich für die Möglichkeit zur Durchführung dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. Th.W. Elze danke ich für die Anregung zu dieser Arbeit und für die gute Betreuung in der vergangenen Zeit.

Mein besonderer Dank gilt Herrn Dr. H. Enling für seine große Hilfsbereitschaft, sein stetes Interesse, seine vielen Anregungen und die zahlreichen Diskussionen, die wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Danken möchte ich weiterhin Herrn Dr. H.J. Wollersheim und Herrn Prof. Dr. W. Henning sowie allen Mitarbeitern der KP2-Arbeitsgruppe der GSI in Darmstadt, die immer hilfbereit waren und durch ihr Interesse viele Anregungen gaben.

Herrn Dipl. Phys. H. Rudolph, der sich im Rahmen seiner Diplomarbeit mit dem Bau und der Auswertung des Neutronen-Veto-Detektors befaßte, danke ich für die vielen nützlichen Diskussionen und hilfreichen Beiträge.

Herrn Prof. Dr. K. Stelzer sei gedankt für seine vielfältigen Hilfen und sein stetes Interesse.

Bei Herrn H. Grein bedanke ich mich für die große Unterstützung bei der Erstellung der Datenaufnahme und bei allen Problemen der Datenverarbeitung.

Allen Mitgliedern der Arbeitsgruppen der Professoren Stelzer und Elze, insbesondere Herrn Dipl. Phys. G. Eckert und Frau A. Lätsch sei für die Hilfsbereitschaft und die Anregungen in vielen Situationen gedankt.

Für das stete Interesse und die vielen direkten und indirekten Unterstützungen möchte ich mich außerdem bei Frau Dr. E. Eckert, Frau A. Busch, Frau S. Mojumder, Herrn M. Petri und Herrn A. Kühmichel bedanken.

Den Herren G. Ickert und W. Kreuzer danke ich für die vielen Hilfen bei der Durchführung des Experiments.

Ebenso danke ich allen Mitarbeitern des Rechenzentrums der GSI und der GOOSY- Arbeitsgruppe für die freundliche Unterstützung bei allen im Zusammenhang mit der Datenverarbeitung auftretenden Problemen.

Frau C. Freudenberger danke ich für die Hilfe beim Anfertigen einiger Abbildungen.

Bei meiner Mutter und Frau A. Lätsch, die mir beim Korrigieren dieser Arbeit sehr geholfen haben, bedanke ich mich herzlichst.

Schließlich möchte ich noch besonders meiner Frau Martina danken, die in vielerlei Hinsicht durch ihr großes Verständnis in vielen, vielen Situationen und ihre vielseitige Unterstützung eine große Hilfe in der gesamten Zeit während der Erstellung dieser Arbeit darstellte und sicherlich einige Geduld aufbringen mußte.

Ich danke noch allen, die in irgendeiner Form direkt oder indirekt zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben und nicht in der einen oder anderen Form erwähnt wurden.

Lebenslauf

Thomas Happ

geb. am 17. Nov. 1957 in Frankfurt am Main

verheiratet mit Martina Löffler-Happ

Eltern: Roland Happ, Raumausstatter

Karin Happ, geb. Pimpl, Verwaltungsangestellte

1964-1967 Besuch der Uhlandschule in Frankfurt

1967-1976 Besuch der Ernst-Reuter-Gesamtschule in Frankfurt
mit Abschluß der allgemeinen Hochschulreife

1976 Beginn des Physik-Studiums an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt

1977-1978 Zivildienst

1978 Weiterführung des Physik-Studiums an der
Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt

1980 Diplom-Vorprüfung

1984 Diplom-Hauptprüfung

1984 Beginn der Promotionsarbeit,
Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Institut für
Kernphysik der Johann Wolfgang Goethe-Universität

Meine akademischen Lehrer waren:

Adasch, Becker, Berckhemer, Bethge, Constantinescu, Dreizler, Elze, Hainer,
Halbach, Haug, Jacoby, Junior, Kessler, Klein, Martienssen, Mauck, Mohler,
Rauch, Roesky, Schaarschmidt Schröder, Schuster, Stelzer, Wolf, Wollersheim.

